



## **Modélisation de la formation des barres sableuses**

Philippe Larroudé, Benoît Camenen

### **► To cite this version:**

Philippe Larroudé, Benoît Camenen. Modélisation de la formation des barres sableuses. Océanis : Série de documents océanographiques, 2003, 29 (1-2), pp.89-108. <hal-00259799>

**HAL Id: hal-00259799**

**<https://hal.science/hal-00259799v1>**

Submitted on 18 Feb 2020

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

# **Modélisation de la formation des barres sableuses**

Benoît Camenen<sup>1</sup> et Philippe Larroudé<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Dr, LEGI BP 53 38041 Grenoble, France, camenen@hmg.inpg.fr

<sup>2</sup> Dr., LEGI BP 53 38041 Grenoble, France, larroude@hmg.inpg.fr

## **Introduction**

Les principales causes du transport sédimentaire sur le littoral sont la houle asymétrique et déferlante (où une forte suspension de sédiments est créée) et les courants générés par la houle (courant littoral, "undertow", "rip current"... Du fait des fortes contraintes hydrodynamiques régnants à proximité de la côte, il en résulte de forts transports sédimentaires sous l'interaction de la houle et du courant. Le transport sédimentaire sur une plage se traduit ainsi de deux manières :

- des mouvements longitudinaux qui ont une très grande importance pour la compréhension de l'érosion ou de l'ensablement de certaines plages ainsi que de la création de certains corps sédimentaires; ces mouvements peuvent être associés au courant "longshore":
- des mouvements transversaux qui ont pour conséquence la variation à court terme de la forme du profil de plage (dont la principale forme est la barre d'avant-côte): ces mouvements peuvent être associés à l'interaction de l'"undertow" et de la houle incidente.

Après un état de l'art sur l'étude des barres pré-littorales, nous présentons quelques résultats sur la position de la barre de déferlement à partir d'une plage plane. Ceci est réalisé par une étude de sensibilité sur la pente de la plage et les conditions de houle en utilisant le modèle hydrodynamique simplifié ainsi que les formules de transport étudiées et comparées. Enfin, nous exposerons quelques calculs à moyen terme utilisant le couplage avec un modèle d'instabilité linéaire pour obtenir la bathymétrie initiale et donnant des résultats intéressants pour la formation de barres rythmiques.

## **1. Profil d'équilibre des plages**

La mer remue, déplace, reclasse sans arrêt les matériaux de fond. Le profil d'une plage se trouve ainsi être très variable en espace et en temps. Il est cependant possible de définir un profil de plage à un instant donné en supposant un cas permanent pour la houle et les courants.

### **1.1 Pente et dissipation d'énergie d'une plage**

La pente et le profil de la plage sont principalement fonction du diamètre des grains et de l'exposition à la houle. Les pentes des plages sont de l'ordre de 1 à 5 % ; elles sont d'autant plus douces que la houle est creuse et le sable fin. Inman & Bagnold (1963) ont proposé une formulation pour estimer la pente moyenne d'une plage en fonction de l'angle de frottement  $\phi$  du sable et le rapport  $R_{dw}$  de la dissipation locale d'énergie "offshore" (au large de la zone des déferlantes) et "onshore" (dans la zone des déferlantes):

$$\tan \beta_p = \tan \phi \left( \frac{1 - R_{dw}}{1 + R_{dw}} \right) \text{ avec } R_{dw} \approx \left( \frac{U_{w \max}(\text{"offshore"})}{U_{w \max}(\text{"onshore"})} \right)^3 \quad (1)$$

où  $U_w$  est la vitesse orbitale de la houle.  
et  $\tan \beta_p$  : pente de la plage.

Le profil d'une plage est de plus rarement uniforme; on observe très souvent la présence d'au moins une barre. L'existence de cette barre tient selon Migniot (1982) à la cambrure des houles  $\lambda_w$  (qui doit être supérieur à 2.5%) et au diamètre moyen des sédiments. La profondeur d'eau peut alors diminuer d'un tiers (au dessus de la barre) et augmenter de deux tiers dans la fosse qui la suit.

Bowen & Inman (1969) et Zenkovitch (1977) relient la présence de barre à une pente d'avant plage variant de 0.5% à 2% et à des sédiments dont le diamètre moyen varie de 0.1 mm à 0.5 mm. Barusseau & Saint-Guily (1981) ont aussi obtenu une relation entre la pente de la plage et le nombre de barres (voir tableau 1) d'après un ensemble de données de plages méditerranéennes.

Pente	> 2 %	1.6 à 2 %	0.9 à 1.6 %	< 0.9 %
Nombre de barres	0	1	2	3

Tab. 1 - Relation entre la pente de la plage et le nombre de barres (Barusseau et Saint-Guily, 1981)

La présence de barres sédimentaires peut de plus être caractérisée par le caractère dissipatif de la plage. Wright et al. (1979) et Guza et Inman (1975) ont défini la dissipation d'énergie d'une plage par l'expression suivante:

$$\varepsilon_w = \frac{\pi H_{wd}}{g T_w \left( \tan \beta_p \right)^2}, \quad (2)$$

avec  $H_{wd}$  : hauteur de la houle au point de déferlement,  
et  $T_w$  : période de la houle.

De la même manière, Dean (1973) suggère le paramètre suivant:

$$B_s = \frac{H_{wd}}{W_c T_w}, \quad (3)$$

avec  $W_c$  : vitesse de chute des sédiments.

On peut ainsi obtenir les caractéristiques possibles des plages d'un point de vue énergétique (cf. tableau 2).

Pente de la plage	Elevée	Faible à moyenne	Très faible
$\tan \beta_p$	$> 0.1$	De 0.1 à 0.03	$< 0.03$
Granulométrie	$< 1 \phi$	De 1 à 2 $\phi$	$> 2 \phi$
Type de plage	Réflexive	Réflexive / dissipative	Dissipative
$\varepsilon_w$	$< 2.5$	De 2.5 à 30	$> 30$
$B_s$	$< 1$	De 1 à 6	$> 6$
Type de vague dominant	Incidentes, ondes de bord	Incidentes, infragravité	Infragravité, ondes de bord stationnaires
Type de plage	Microtidale, absence de barre	Présence de barre(s)	Macrotidale, présence de barres

Tab. 2 - Caractéristiques des plages d'un point de vue énergétique

## 1.2 Transport sédimentaire perpendiculairement au littoral

Le profil de côte est formé par le système érosion - dépôt associé au transport entre le rivage et le large, principalement dû au mouvement orbital de la houle. Pour simplifier le problème, il est en général pris bidimensionnel. Le schéma figure 1 nous indique les nombreux phénomènes existant le long d'un profil de côte.

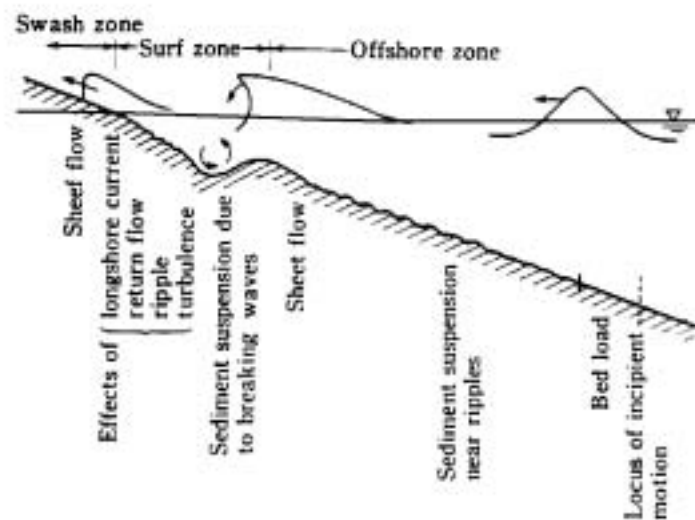


Fig. 1 - Evolution des modes de transport sédimentaire le long d'un profil de plage (Horikawa, 1988)

Le profil de la plage reste particulièrement lié au déferlement, où le transport solide est le plus fort et donc les évolutions du fond les plus grandes. La zone de surf est caractérisée par deux zones de forte dissipation d'énergie et production de turbulence : en amont (frontière "swash"- "surf") et en aval (zone de déferlement). Tous les phénomènes au delà de la zone de déferlement sont toujours présents mais leurs contributions sont alors beaucoup plus négligeables.

Dans le cas d'un profil sans barre, les différents mouvements des particules peuvent être résumés par le schéma figure 2.

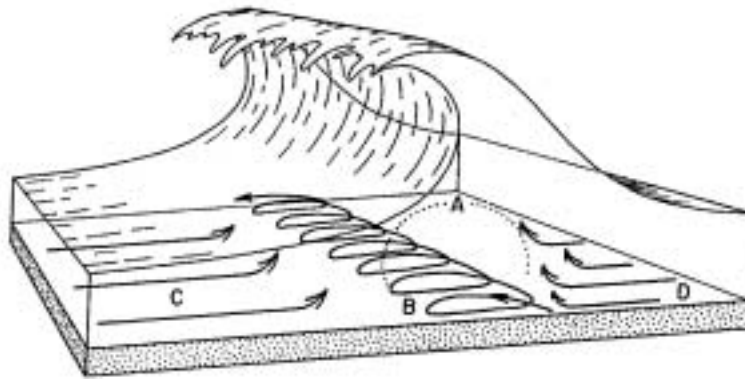


Fig. 2 Schéma du mouvement des grains dans les brisants (Ingle, 1966),

- A : fines particules en suspension,
- B : gros grains en saltation,
- C : grains à terre de la zone des brisants,
- D : grains au large de la zone des brisants. }

Par forte houle ( $H_w > 1\text{m}$ ), il y a création d'une couche limite ou "sheet flow" (paramètre de Shields  $\psi > 1$ ) caractérisée par de fortes vitesses du fluide et donc un très fort transport solide. Cette couche de lit mobile a une épaisseur très faible (de l'ordre de quelques diamètres de particules), mais la dynamique est en partie soutenue par la distribution granulométrique dans cette zone (grains plus grossiers dans les zones de forte énergie).

De plus, alors que la surface est soumise aux vagues résiduelles de déferlement ("bore") se dirigeant vers la plage, le courant de retour a pour direction une perpendiculaire à la côte dirigée vers le large et tend ainsi à faire descendre le sédiment du haut de plage vers la ligne de déferlement. Ce courant est fonction de la hauteur et de la période de la houle (cf. paragraphe [ref{sec:undertow}](#)).

La modélisation du transport solide dans cette zone est très complexe du fait de la présence d'une très forte turbulence qui tend à mettre une quantité importante de sédiments en suspension. Cette turbulence semble donc être un paramètre fondamental pour le transport solide; mais celle-ci reste cependant un paramètre encore peu connu. De plus, le déferlement plongeant peut générer un jet pénétrant dans le lit qui crée des tourbillons pouvant avoir un fort effet sur les distributions et flux locaux. Ces paramètres qui sont pourtant essentiels à la formation et la destruction des barres sableuses en zone de déferlement sont malheureusement encore peu compris.

Au large de la ligne de déferlement, les courants étant relativement faibles, le transport solide est principalement dû à la vitesse oscillante de la houle. A l'approche de la côte, les vitesses orbitales près du fond s'accroissent et deviennent asymétriques. De plus, le transport solide étant une fonction non-linéaire de la vitesse de frottement, il en résulte un transport de sédiments vers la côte. Enfin, la présence de rides peut jouer un rôle non négligeable. En effet, le sédiment mis en suspension au cours de la première moitié de période de l'onde est transporté

dans le vortex sous le vent de chacune des rides ; au cours de la seconde période, le sédiment est rejeté par l'intermédiaire du flux au-dessus des rides.

### 1.3 Triage granulométrique

La granulométrie joue un très grand rôle sur le profil d'une plage:

Tout d'abord, elle est le facteur principal avec l'énergie de la houle permettant de déterminer la pente moyenne d'une plage (cf. figure 3).

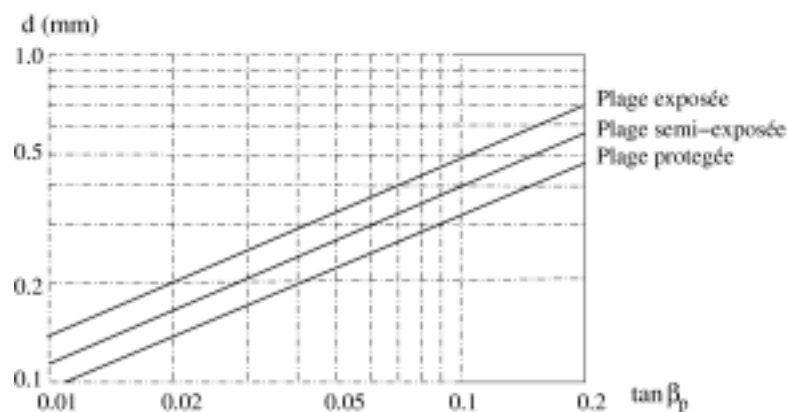


Fig. 3 -Pentes naturelles de plages en fonction de la granulométrie du sable et de leur exposition à la houle (Mory, 1997).

Ensuite, dans le profil même de la plage, il existe un triage granulométrique qui est fonction de l'énergie libérée par la houle. Ainsi, les matériaux les plus grossiers (gros sables et galets) se déposent généralement dans les parties les moins abritées à la turbulence maximale (première ligne de déferlement et de la zone du jet de rive). On peut ainsi observer deux pics de granulométrie dans le profil (cf. figure 4). Le pic d'énergie sur la zone du jet de rive correspond à une forte turbulence due à la collision entre le flux descendant ("backswash") et les vagues résiduelles du déferlement. Le second pic et le plus important correspond au point de chute de la déferlante, soit, là où les vitesses verticales et l'énergie disponible sont les plus fortes. Au large du déferlement, la granulométrie diminue avec l'excursion de la houle au fond, autrement dit avec la profondeur.

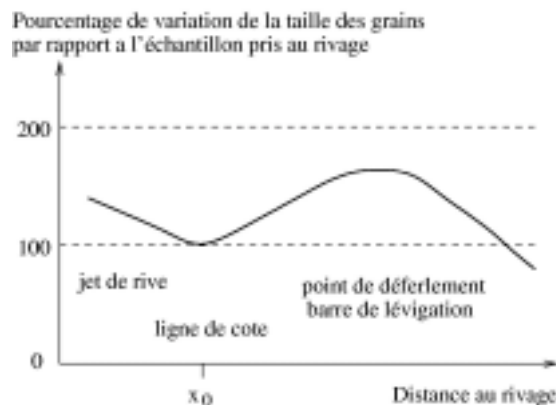


Fig. 4 -Tri granulométrique sur une plage barrée (Mory, 1997)

Malheureusement, il est encore extrêmement difficile d'intégrer différentes granulométries dans un calcul numérique 2DH (principalement pour l'estimation spatiale du mélange tout en tenant compte de l'évolution des fonds). Nous nous contenterons donc d'une granulométrie moyenne de la plage.

#### 1.4 Approche théorique du profil d'équilibre

A partir de mesures et de la prise en compte des diverses forces en jeu dans la zone de déferlement, Dean (1973) a montré que le profil de plage pouvait être décrit par une équation du type:

$$h = A x^{2/3} \quad (4)$$

avec  $h$ : profondeur d'eau,  $x$ : distance à la ligne de côte, et  $A$ : facteur de forme dépendant de la stabilité du sédiment.

Moore (1982), a montré, à partir de mesures systématiques que  $A$  est proportionnel à  $d_{50}^{1/3}$  (diamètre moyen des sables). En combinant les deux équations, il propose l'équation suivante pour décrire le profil d'équilibre:

$$h = A x^{2/3} d_{50}^{1/3} \quad (5)$$

où  $A$  est ici un facteur dépendant de différents paramètres tels que la houle, les variations de niveau de la mer, les courants côtiers ...

#### 1.5 Evolution du profil d'équilibre

Le profil évolue au cours de l'année en prenant deux principales formes (cf. figure 5):

En période de mauvais temps (septembre à mars), il y a érosion de la partie supérieure du profil et engraissement de la partie inférieure. La barre se creuse et se déplace vers le large. C'est le profil de tempête. En période de beau temps (avril à août), on peut observer le processus inverse ; la barre tend à disparaître. C'est le profil d'été.

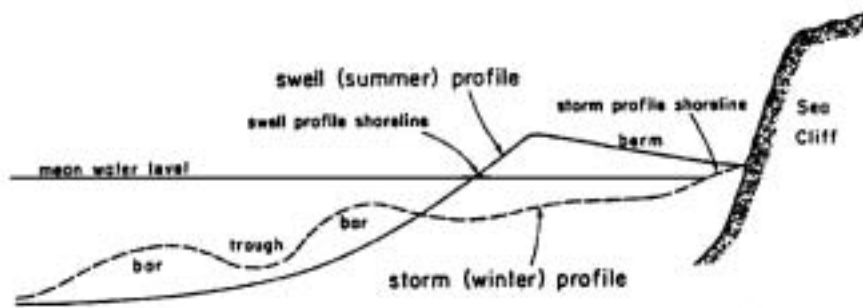


Fig. 5 -Evolution du profil de plage (Komar,1976)

Le profil peut toutefois subir des modifications rapides (en quelques jours, voire quelques heures) du fait des conditions océanographiques.

Wright et al. (1979) et Sunamura (1983) ont composé des modèles d'évolution du profil de plage en plusieurs étapes: partant de l'accrétion extrême (profil de beau temps) à une érosion extrême (profil de tempête). Sunamura (1983) utilise un paramètre adimensionnel  $K^*$  pour expliciter le mouvement d'étape à étape:

$$K^* = \frac{\overline{H_{wd}}^2}{g d T_w^2} \quad (6)$$

avec  $\overline{H_{wd}}$  : hauteur de la houle au déferlement moyennée sur la journée, et  $T_w$  : période de la houle moyennée sur la journée.

Ce paramètre s'avère être un excellent indicateur de la direction du transport sédimentaire dans la zone de "surf". Les possibles évolutions du profil côtier sont bien observées sur le schéma figure 6, avec les formes sédimentaires caractéristiques de chacune des étapes.

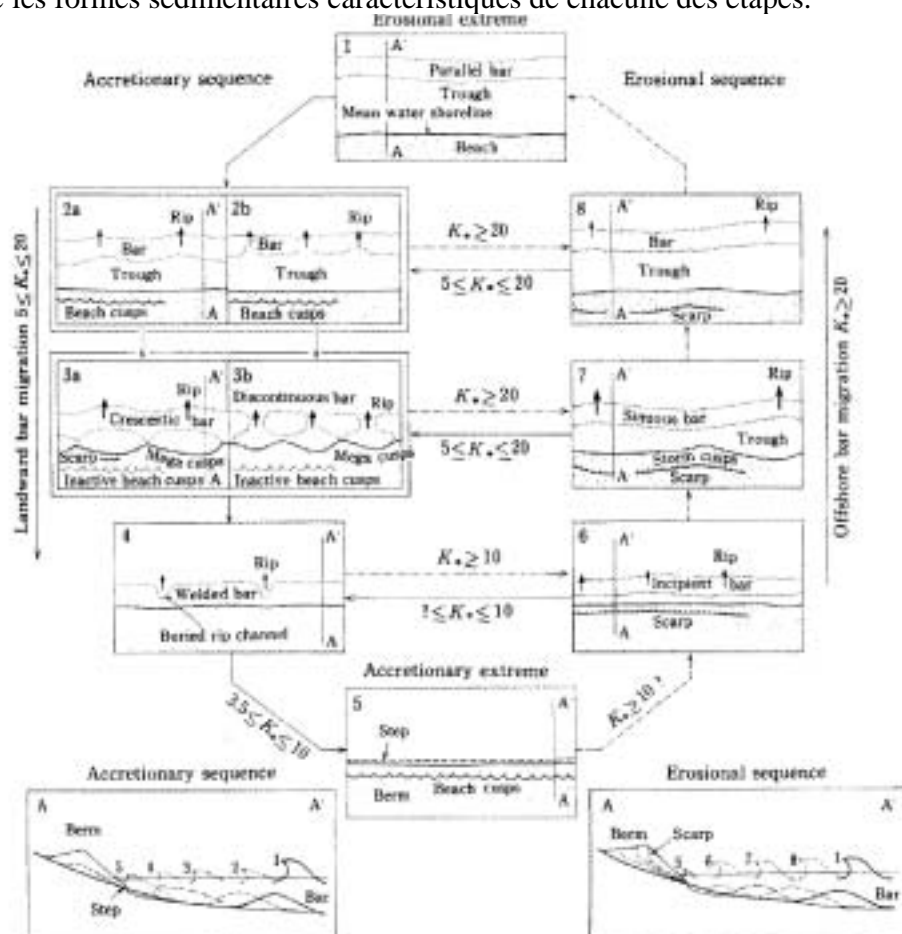


Fig. 6 -Modèle d'évolution du profil (Sunamura, 1983)

Si  $K_* > 20$ , nous observons alors une migration vers le large de la barre pré-littorale (séquence d'érosion). Il apparaît alors que les effets des courants d'arrachement sont plus faibles; la barre est continue et quasi linéaire. Si  $K_* < 20$ , la barre tend alors à migrer vers la plage (séquence d'accrétion). Les effets des "rip currents" deviennent alors plus importants; la barre se déforme en forme de croissant, voire devient discontinue.

## **2. Barres sédimentaires sur les plages**

### **2.1 Classification des barres sédimentaires**

L'une des principales formes sédimentaires que l'on peut observer est la barre sableuse. Sa présence tient un rôle fondamentale dans la dynamique du littoral puisqu'elle constitue un réservoir temporaire de sédiments ainsi qu'un obstacle mobile et flexible à la houle et aux courants. reenwood & Davidson-Arnott (1979), à partir de données hydrodynamiques et morphologiques, ont classé les barres sédimentaires en différents groupes (cf tableau 3)

nom	banes baïnes	et	barres croissance et vagues de sables	barres raillées mul- tiples	barres trans- verses	barres d'avant côte I	barres d'avant côte II
dimension	$H_b = 0.2$ à $1.5$ m $L_b =$ $1000$ m		$H_b = 0.2$ à $1.5$ m $L_b =$ $100$ m	$H_b = 0.2$ à $0.75$ m $L_b =$ $1000$ m	$H_b = 0.2$ à $1.5$ m $L_b =$ $100$ m	$H_b = 0.25$ à $1$ m $L_b =$ $100$ m	$H_b = 0.2$ à $3$ m $L_b = 1000$ m
forme	droite, asymétrique vers la côte		droite ou croissant, asymétrique vers la côte	droite à si- nueuse, symétrique	droite, symétrique ou asymétrique vers la côte	droite, asymétrique vers la côte	droite, sinueuse ou en croissant
nombre de barres	1 à 4 barres		1 à 2 barres	4 à 10 barres voire plus	1 barre	1 à 2 barres	1 à 4 barres
localisation	intertidal		intertidal, ter- raße de marée basse	avant côte in- tertidale	avant côte in- tertidale	avant côte	avant côte
mobilité	très stable		très mobile	mobilité va- riable	généralement mobile	très mobile	très stable
type de la vague	déferlement, jet de rive, drai- nage de plage		brisant, déferlement, jet de rive	brisant, déferlement	déferlement, jet de rive, brisants glissant	brisants plon- geant	brisants glis- sant
énergie de la vague	E faible à modérée		E modérée	E faible à modérée	E faible	E modérée à élevée	E modérée à élevée
commentaires	plage de faible pente et macro- tidale; absence de forte houle		pente douce	plage de faible pente ( $< 0.01$ ) et microtidale; à et l uniformes	plage de faible pente ( $< 0.01$ ); barres orientées perpendiculai- rement à la côte	hauteur de la barre très supérieure à celle de la vague	$H_b$ et $L_b$ uni- formes croissant vers le large; $H_b \approx H_w$

Tab. 3 -Classification des barres sédimentaires (d'après Greenwood & Davidson-Arnott, 19è9)

## 2.2 Mécanismes de formation des barres

Il existe de nombreux modèles pour expliquer la formation de tels corps sédimentaires. La principale difficulté vient que les déformations de grande ampleur se produisent en période de mauvais temps. Les modèles existants restent encore principalement descriptifs. Il existe trois principaux facteurs à la formation des barres : (1) échelle de la houle, (2) taille(s) des sédiments, (3) pente de la plage.

Les premiers modèles présentés ici s'appliquent aux plages ayant une pente moyenne relativement grande (de l'ordre de quelques %) :

### **Modèle des brisants plongeants**

Evans (1942), Miller (1976), Dally et al. (1984):

Les brisants plongeants créent un tourbillon ayant une action érosive sur le sédiment (cf. figure 7(a)). Ils génèrent ainsi une fosse et le transport vers le large du matériel libéré qui s'empile pour former la barre. Plusieurs brisants engendreraient donc plusieurs barres, marquant la trace des zones de brisants successives. Dans cette hypothèse, le brisant déversant, dont le vortex est limité à la partie supérieure de la nappe d'eau ne formerait pas de barre mais au contraire la détruirait (cf. figure 7(b)). Enfin, ce modèle est réaliste uniquement dans le cas du déferlement sur la barre interne.

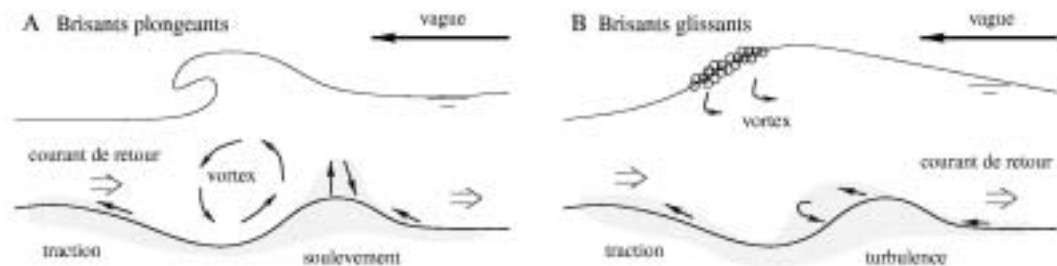


Fig 7 -Modèle de formation des barres (d'après Miller, 1976)

### **Modèle de la convergence**

King & Williams (1949), Ingle (1966), Wright et al. (1982), Sallenger & Holman (1987):

Ce modèle est directement issu du précédent en y introduisant un double mouvement du matériel convergeant vers le brisant. Le mouvement vers la côte aurait pour cause l'asymétrie croissante de la houle entraînant une vitesse nette sur le fond, du large immédiat au brisant vers celui-ci. Le mouvement interne vers les brisants est dû au courant de retour sur le fond. Avec ce modèle, pour une plage totalement dissipative, il n'y a création que d'une seule barre.

### **Modèle de la circulation littorale**

Greenwood & Davidson-Arnott (1979):

Ce modèle prend en compte la disposition tridimensionnelle des barres d'avant-côte (barres festonnées ou crescentiques). Il suppose l'équilibre dynamique entre le transport de

sédiment d'une part vers la côte par les brisants glissants, et d'autre part le long du littoral et vers la mer avec la dérive littorale et les courants d'arrachement.

L'énergie d'infra gravité revêt une grande importance dans la zone de déferlement où elle prend la forme d'oscillations de longues périodes (20 à 300 s). Plusieurs théories ont été développées pour expliquer la formation des barres sous l'effet de ces ondes:

### **Modèle basé sur la réflexion des ondes de gravité**

Lettau (1932), Carter et al. (1973), Lau & Travis (1973):

Ce modèle impute aux houles réfléchies de basse fréquence la formation de barres parallèles à la ligne côtière. Il génère des barres parallèles espacées d'une demi-longueur d'onde. Il expliquerait la formation des barres multiples très rapprochées. Greenwood & Davidson (1979) notent que le modèle de Carter et al. (1973) nécessite un coefficient de réflexion très grand ( $>0.4$ ), une pente d'avant-plage élevée: ce qui rend l'application en milieu naturel très difficile.

### **Modèle des houles progressives non-linéaires**

Boczar-Karakiewicz (1978):

Cette approche, en utilisant les travaux de Longuet-Higgins (1953), envisage la non-linéarité de la houle en milieu côtier. Le modèle de Boczar-Karakiewicz & Bona (1982) relie la formation des barres d'avant-côte, parallèles à la ligne côtière, à la houle progressive générée par le vent. Il s'appuie sur les paramètres de la vague incidente et la pente d'avant-côte pour fournir des prédictions qualitatives du profil topographique (distance entre les crêtes, nombre de barres, positions). Boczar-Karakiewicz et al. (1987) ont montré à partir du site des Iles de la Madeleine (Canada) que la meilleure explication de la relation entre les conditions initiales de houle et les paramètres des barres observées serait l'effet des houles progressives générées par le vent.

### **Modèle basé sur les ondes de bord ("edge waves") subharmoniques**

Guza & Davis (1974), Guza & Inman (1975), Guza & Bowen (1976 ; 1981):

Ces ondes sont de période double de celle de la houle incidente, excitée par interaction non-linéaire et piégée sur la côte par réfraction. Le mode progressif est susceptible d'engendrer des barres parallèles, alors que le mode stationnaire est à l'origine de figures sédimentaires festonnées dont l'échelle est typiquement celle des "beach cusps". On observe alors la convergence des sédiments sous les nœuds d'oscillation (charriage) et sous les ventres d'oscillation (suspension).

### **Modèle des ondes d'infragravité**

Ce modèle a pour hypothèse que les corps sédimentaires sont dus à des ondes d'infragravité résultants d'interactions non linéaires dans les groupes de vagues provenant du large (Gallagher, 1971; Bowen & Guza, 1978). A l'approche du rivage, leur intensité fonction de l'amplitude de la houle peut être aussi grande que celle associée à la houle incidente. Ces

caractéristiques font de ces ondes un des forçages essentiels de la zone littorale interne durant les tempêtes. Ces ondes peuvent alors être réfléchies (Bowen, 1980; Symonds & Bowen (1984); Mei, 1983; Hara & Mei, 1987; Mei et al., 1988), ou piégées à la côte par réfraction sous forme d'onde de bord (Bowen & Inman, 1969; Barusseau & Saint-Guily, 1981; Holman & Bowen, 1982); Symonds et al. (1982); Sallenger & Holman (1987). Ces ondes de bord expliquent essentiellement la formation des barres crescentiques.

#### Modèles de déplacement des barres

On trouve deux principaux types de modèles:

les qualitatifs en relation avec le niveau d'énergie. En période de calme, les barres se déplacent vers le rivage et inversement. Selon les modèles, les déformations des barres sont dues soit au propre mouvement des barres, soit aux courants d'arrachement ("rip currents").

les quantitatifs. Chapalain (1988) a évalué le transport sédimentaire en fonction des champs de vitesse et de la concentration en sédiment mis en suspension par la houle dans la couche limite turbulente. Il obtient alors un système à deux barres (modèle advectif diffusif) ou quatre barres (modèle advectif).

### **3. Création d'une barre d'avant côte avec un modèle numérique 2DH**

La principale hypothèse pour la modélisation du profil de côte est de considérer le système "cross-shore", soit sans transport de matériau parallèlement à la côte. De l'étude précédente, on en déduit facilement la formation des barres. En effet, en dehors de la zone de surf, il y a un léger transport solide vers la côte (du fait de l'asymétrie de la houle) alors que dans la zone de surf, il y a un transport vers le large (dû au courant de retour). Ce phénomène est schématisé par la figure 7. Ce modèle correspond donc au modèle de la convergence introduit par King & Williams (1949). La mise en suspension par les brisants plongeants peut être prise en compte uniquement à partir des formules de transport, soit de manière très empirique.

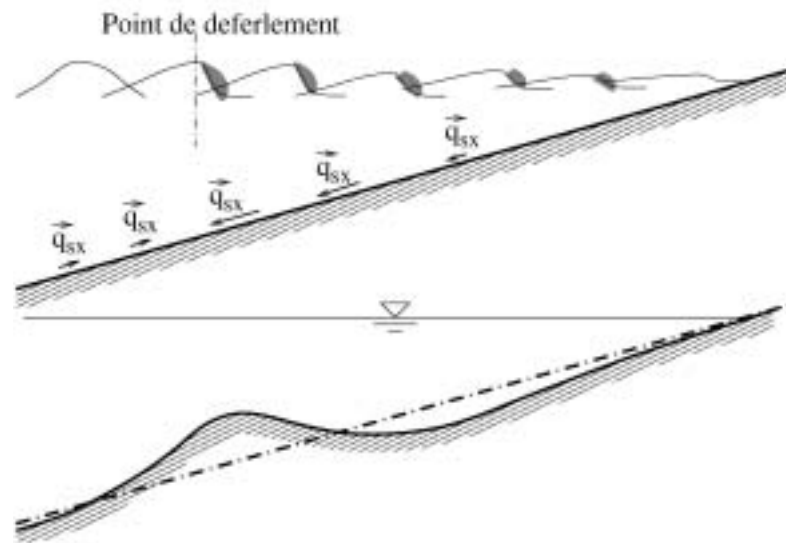


Fig. 8 -Formation de la barre de lévigation (Fredsøe & Deigaard, 1992)

### 3.1 Modélisation du transport solide "cross-shore"

Nous avons donc cherché à estimer le profil de débit solide le long d'une ligne cross-shore en utilisant les modèles de houle, de courants de retour et le long de la côte présentés ainsi que les différentes formules de transport solides étudiées (cf. Camenen 2002). L'élément essentiel qui ressort de tous les tests qui vont suivre est que seules les formules de Bailard, de Dibajnia & Watanabe et de Ribberink autorisent une modélisation correcte (au moins qualitativement) du transport solide. En effet, seules ces trois formules parmi celles étudiées permettent un débit solide opposé au courant de retour, soit un transport solide vers la côte, au large de la zone de déferlement, et un transport vers le large dans la zone de surf. Pour tous les calculs sur une ligne "cross-shore" qui suivent, nous avons supposé une houle perpendiculaire à la plage, et donc le courant le long de la côte négligeable. Nous verrons plus tard l'influence de la présence d'un courant "longshore" sur la dynamique "cross-shore".

La morphodynamique côtière est conditionnée par plusieurs paramètres: le diamètre moyen du sédiment influant directement sur le transport solide, la pente de la plage intervenant principalement sur le courant de retour, et les conditions de houle participant largement à l'hydrodynamique côtière, et par conséquent à la morphodynamique. Il est aussi à noter que, comme il a été présenté au paragraphe 1.1, la pente de la plage à l'équilibre peut être estimée à partir des deux autres paramètres.

Pour l'ensemble des calculs qui vont suivre, chacun des cas sera représenté par un nombre composé de 5 chiffres; les deux premiers correspondent à la hauteur de la houle au large (unité et dixième); le troisième correspond à la période de la houle en secondes; le quatrième à la pente de la plage (en %); et enfin le cinquième au diamètre du sédiment ( $10^{-4}$  m). Le tableau 4 nous donne l'ensemble des cas testés ainsi que différents paramètres caractéristiques de plage correspondants. Ces paramètres ont été proposés pour la classification des plages selon leur dissipation d'énergie(cf. paragraphes 1 et 1.5). Ils permettent de plus de donner une prévision du

nombre de barres sur la plage. Suivant l'étude de Barusseau & Saint-Guily, la pente de la plage joue un rôle fondamentale sur le nombre de barres. Seul le coefficient  $\epsilon_w$  permettrait alors une appréciation correcte du nombre de barres. Nous proposons de plus un autre paramètre  $T_{CL}$  qui nous a semblé plus judicieux à la vue de l'ensemble des paramètres physiques mis en jeu pour le transport solide.

$$T_{CL} = \frac{H_{rms\infty}^3 (\tan\beta_p)^2}{g^2 d T_w^4} \quad (7)$$

Cas étudiés	$\lambda_w (10^{-2})$	$\xi_\infty$	$\epsilon_w$	$B_s$	$K_*$	$T_{CL} (10^{-6})$	Nombre de barres
10621	1.8	0.15	135	21.8	28.3	32.1	1
10623	1.8	0.15	135	3.8	9.4	10.7	1
10629	1.8	0.15	135	1.5	3.1	3.6	1
05623	0.9	0.21	65	1.9	2.4	1.3	1
15923	1.2	0.18	135	3.8	28.3	7.1	1
10613	1.8	0.07	535	3.8	9.4	2.7	2
10611	1.8	0.07	535	21.8	9.4	8.0	2
05613	0.9	0.11	265	1.9	2.5	0.3	2
15613	1.2	0.09	535	3.8	9.4	1.8	2
10643	1.8	0.30	35	3.8	9.4	42.8	0
10641	1.8	0.30	35	21.8	28.3	128	0
05643	0.9	0.42	17	1.9	2.4	5.3	0
15643	1.2	0.37	35	3.8	9.4	28.3	0

Tab. 4 -Récapitulatif de l'ensemble des cas testés et expression de paramètres caractéristiques pour chacun de ces cas, ainsi que le nombre de barres prévisibles pour chacune de ces plages tests d'après l'étude de Barusseau & Saint-Guily, 1981.

Les formules de Bijker et de Van Rijn donnent un flux solide nécessaire-ment de même direction que le courant moyen. Ainsi, on peut observer sur les figures 9, 10 et 11 un débit solide toujours dirigé vers le large (direction de "l'undertow"). Il apparaît de plus que la formule de Bijker est très sensible au courant moyen alors que la formule de Van Rijn est plus sensible à la vitesse orbitale de la houle. Les maxima de débit solide observés se situent respectivement proches du maximum du courant de retour et du maximum de la vitesse orbitale de la houle. Pour les formules de Bailard, de Dibajnia & Watanabe et de Ribberink, deux maxima peuvent apparaître et coexister. Le premier maximum correspond à un transport vers le large (transport dû au courant de retour prédominant et dont le maximum se situe au niveau du maximum du courant de retour); le second correspond à un transport solide vers la plage (transport dû à la vitesse orbitale asymétrique prédominante sur le courant de retour alors très faible). Il existe donc pour ces trois formules un point de convergence du sédiment (point où  $q_s = 0$ ) qui devrait donc correspondre à la position de la barre.

## Influence de la taille du sédiment

Une augmentation de la quantité de sable transporté sur l'ensemble du profil est en effet observée pour un diamètre de sédiment plus fin, correspondant alors à une suspension plus grande ( $d=0.1$  mm cf. figure 9a), à l'exception des formules de Bijker et de Ribberink qui indiquent un débit solide très peu sensible au diamètre, voire proportionnel à celui-ci.

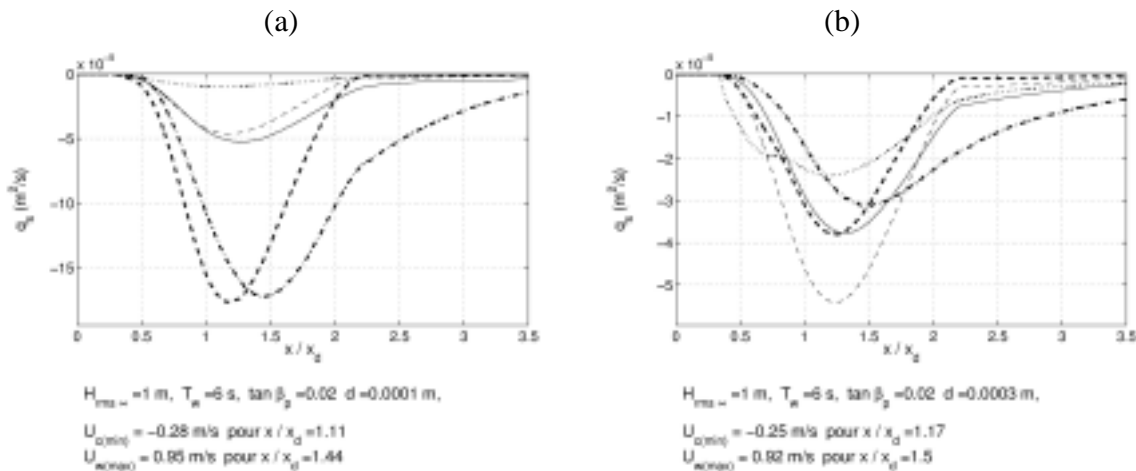


Fig. 9 -Profils de transport solide "cross-shore" suivant différentes formules de transport pour deux tailles de grains de sable: (a)  $d = 0.1$  mm, (b)  $d = 0.3$  mm (trait plein: Dibajnia & Watanabe; tireté gras: Bailard; tireté fin: Ribberink; mixte gras: Van Rijn et pointillé gras: Bijker)

Par contre, l'effet de retard de phase n'a pas pu être observé dans les cas présentés. Il pourrait cependant apparaître de façon plus nette pour des cas où le courant de retour serait plus faible et donc la houle légèrement prédominante (cas intermédiaire entre les cas 10621 et 05621).

## Influence des conditions de houle

Dans le cas des formules de Bailard, de Dibajnia & Watanabe et de Ribberink, les conditions de houle influencent beaucoup le profil de flux solide. On observe en effet sur la figure 10 une importance très forte du débit solide vers la plage dans le cas 15923, voire une quasi absence de débit solide vers le large dans le cas 05623. Il semble que plus la cambrure de la houle est faible, plus l'effet de la vitesse orbitale de la houle l'emporte sur le courant. Ainsi, pour notre cas de référence (cf. figure 9b, cas 10623), la cambrure de la houle au large  $\lambda_w = 1.8 \cdot 10^{-2}$  est plus grande que pour le cas de la figure 10a ( $\lambda_w = 1.2 \cdot 10^{-2}$ ) qui est elle-même plus grande que pour le cas fig. 10b ( $\lambda_w = 0.9 \cdot 10^{-2}$ ). On observe alors respectivement un effet du courant de retour par rapport à l'effet de la houle de plus en plus faible.

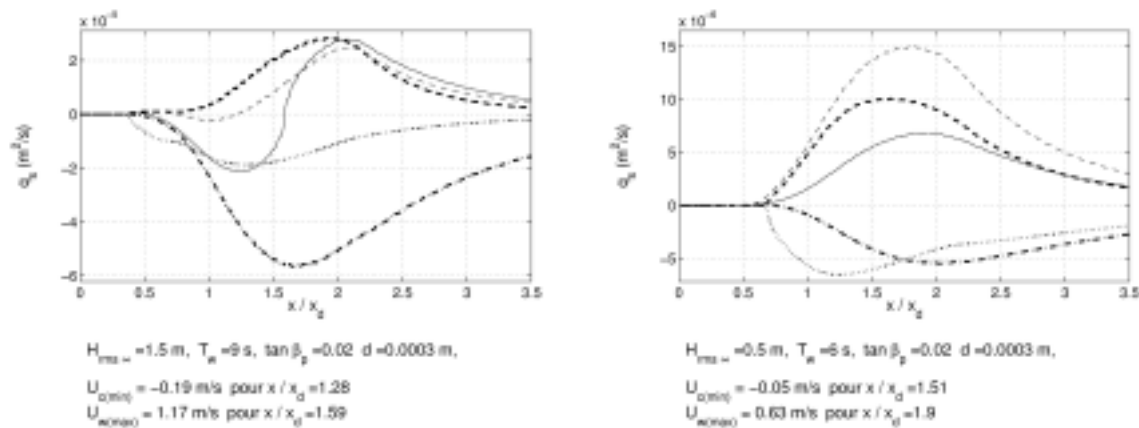


Fig. 10 -Profils de transport solide "cross-shore" suivant différentes formules de transport pour deux conditions de houle (trait plein: Dibajnia & Watanabe; tireté gras: Bailard; tireté fin: Ribberink; mixte gras: Van Rijn et pointillé gras: Bijker)}

L'asymétrie de la houle joue un rôle fondamental dans le transport sédimentaire. Celle-ci permet un transport solide dans la direction de la houle non négligeable (et surtout plus réaliste). Nous savons de plus l'asymétrie de la houle au déferlement est une fonction décroissante de la cambrure de la houle. Il s'en suit un transport solide dû à la houle, et donc dans la direction de la plage, plus important dans le cas d'une cambrure de la houle au large plus faible. Il semble donc logique d'observer ces différents profils de transport solide "cross-shore" pour les formules de Bailard, de Dibajnia & Watanabe et de Ribberink (formules tenant compte de l'asymétrie de la houle). L'estimation de l'évolution de cette asymétrie à l'approche de la plage reste encore une importante difficulté, car le transport solide est très sensible à ce paramètre encore méconnu. Le modèle de Dibajnia et al. (2001) tiré de données expérimentales nous semble être pour l'instant le plus intéressant, mais cela reste encore un paramètre à étudier.

### Influence de la pente

Dans le cas d'une pente assez forte, le courant de retour devient alors non négligeable (cf. figure 11b). On observe donc un débit solide dirigé vers le large assez important quelle que soit la formule de transport. En dehors de la zone de surf, les formules de Bailard, de Dibajnia & Watanabe et de Ribberink prédisent un débit solide vers la plage uniquement pour une pente de la plage très faible ("undertow" très faible,  $u_r < 10 \text{ cm/s}$ ). Il apparaît donc que l'amplitude du courant de retour joue un rôle prépondérant quant à la direction du débit solide. Une vitesse du courant de retour supérieure à  $10 \text{ cm/s}$  impose alors la direction du débit solide vers le large (au moins dans la zone des déferlantes). Pour le cas 10613, où le courant de retour atteint la vitesse de  $14 \text{ cm/s}$ , nous pouvons observer l'effet de l'asymétrie de la houle pour  $x/x_d \approx 2.2$ ; le débit solide reste cependant toujours dirigé vers le large.

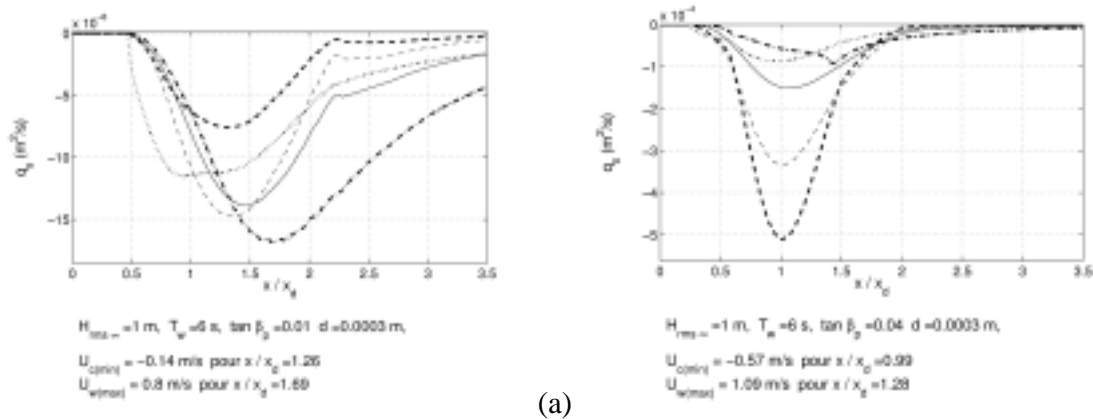


Fig. 11 -Profils de transport solide "cross-shore" suivant différentes formules de transport pour une pente de la plage plus faible (a) et plus forte (b) (trait plein: Dibajnia & Watanabe; tireté gras: Bailard; tireté fin: Ribberink; mixte gras: Van Rijn et pointillé gras: Bijker)

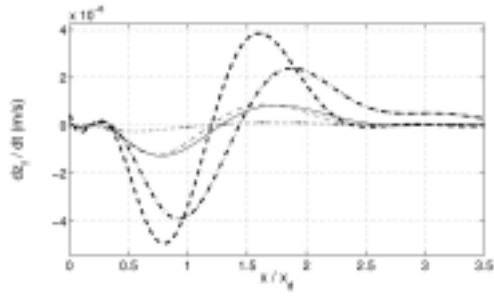
### 3.2 Position et croissance de la barre d'avant-côte

La position de la barre se déduit des profils de débit solide "cross-shore" du fait de l'équation de conservation de la matière:  $dz_t/dt = -dq_s/dx$ . Il y a donc convergence des sédiments et ainsi formation de la barre pour les points singuliers du profil de débit solide, soit pour  $dq_s/dx$  maximum. Du fait des profils de débit solide classiquement observés, l'évolution des fonds sur le littoral (de la plage vers le large) s'explique aisément (cf. figure 12):

- le débit solide dirigé vers le large augmente, il y a donc une érosion de la plage et ainsi création de la fosse de lévigation,
- le débit solide diminue alors (courant de retour plus faible), on observe donc une accumulation des sédiments, soit la formation de la barre de lévigation,
- dans le cas des formules de Bailard, Dibajnia & Watanabe et Ribberink, où le débit solide peut être dirigé vers la côte, une seconde phase d'érosion apparaît (présence d'un second point d'inflexion sur le profil de débit solide).

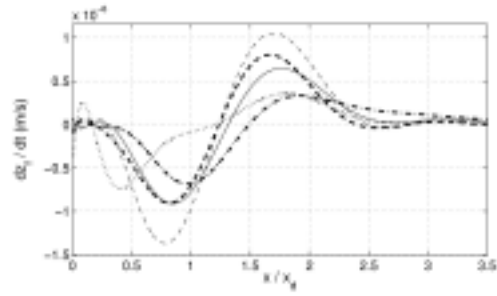
Il est à noter que la première phase d'érosion peut être très faible, voire s'annuler dans le cas des formules de Bailard, Dibajnia & Watanabe et de Ribberink dans le cas de pente de la plage relativement faible ( $\tan \beta_p < 1\%$ ) et (ou) de cambrure de houle faible ( $\lambda_w < 0.01$ ). Seules ces formules permettent la construction de la barre par un apport de sable du large, ce qui semble pourtant être réaliste.

La figure 12 nous permet d'estimer la position et la vitesse de croissance de la barre d'avant-côte (vitesses de croissance estimées entre les maxima de croissance et d'érosion autour de la potentielle barre pour les courbes  $dz_t/dt$ ) pour chacune des formules, et pour l'ensemble des cas étudiés. Pour rendre ces graphiques plus lisibles (les courbes dérivées n'étant pas toujours continues), les courbes ont été approximées par un polynôme d'ordre 15. Nous avons de plus noté les débits solides maximum (vers la plage) et minimum (vers le large) sur le profil, termes qui nous semblent fondamentaux dans la formation de la barre.



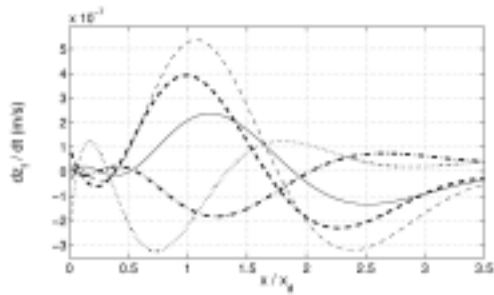
$H_{mse}=1\text{ m}$ ,  $T_w=5\text{ s}$ ,  $\tan \beta_D=0.02$ ,  $d=0.0001\text{ m}$ ,  
 $U_{cmin} = -0.28\text{ m/s}$  pour  $x/x_d=1.11$   
 $U_{cmax} = 0.95\text{ m/s}$  pour  $x/x_d=1.44$

(a)



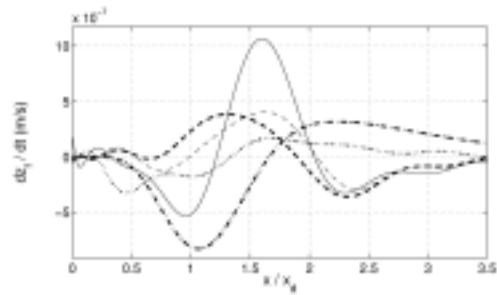
$H_{mse}=1\text{ m}$ ,  $T_w=5\text{ s}$ ,  $\tan \beta_D=0.02$ ,  $d=0.0003\text{ m}$ ,  
 $U_{cmin} = -0.25\text{ m/s}$  pour  $x/x_d=1.17$   
 $U_{cmax} = 0.92\text{ m/s}$  pour  $x/x_d=1.5$

(b)



$H_{mse}=0.5\text{ m}$ ,  $T_w=5\text{ s}$ ,  $\tan \beta_D=0.02$ ,  $d=0.0003\text{ m}$ ,  
 $U_{cmin} = -0.05\text{ m/s}$  pour  $x/x_d=1.51$   
 $U_{cmax} = 0.63\text{ m/s}$  pour  $x/x_d=1.9$

(c)



$H_{mse}=1.5\text{ m}$ ,  $T_w=9\text{ s}$ ,  $\tan \beta_D=0.02$ ,  $d=0.0003\text{ m}$ ,  
 $U_{cmin} = -0.19\text{ m/s}$  pour  $x/x_d=1.28$   
 $U_{cmax} = 1.17\text{ m/s}$  pour  $x/x_d=1.59$

(d)

Fig. 12 -Profils de vitesse "cross-shore" d'évolution des fonds suivant différentes formules de transport pour différentes tailles de grains et de conditions de houle (trait plein: Dibajnia & Watanabe; tireté gras: Bailard; tireté fin: Ribberink; mixte gras: Van Rijn et pointillé gras: Bijker)

Sur cette figure 12, nous pouvons donc observer l'influence de quelques paramètres sur la position et la vitesse de croissance initiale de la barre. Ainsi, l'influence du diamètre des sédiments joue principalement un rôle dans la vitesse de croissance de la barre du fait du débit solide, fonction généralement décroissante de  $d$  (cf. figure 12a et b). De plus, une cambrure de la houle plus forte tend à repousser la position de la barre vers la côte du fait d'une asymétrie de la houle plus forte et donc d'un transport solide vers la plage plus important (dans le cas des formules de Bailard, Dibajnia & Watanabe et Ribberink) (cf. figure 12c et d).

### Position de la barre d'avant-côte

La position de la barre varie beaucoup suivant la formulation utilisée. Si  $x_b/x_d \approx 1.8$  et  $2.2$  (en moyenne) respectivement pour les formules de Bijker et Van Rijn, on trouve  $x_b/x_d \approx 1.0$  à  $1.9$  pour les formules de Bailard, de Dibajnia & Watanabe et de Ribberink suivant les conditions initiales. Il apparaît en effet pour ces dernières formulations, deux régimes de formations de la barre. Le premier (barre plus au large de la barre de déferlement) est dû à un transport majoritairement vers le large; le second (barre proche de la ligne des déferlantes) est dû à un

transport prédominant vers la plage. Seules ces trois dernières formules de transport peuvent donc permettre ces deux régimes de formation de la barre du fait de leur prise en compte d'un possible transport dans la direction de la houle. La position de la barre semble de plus être fonction de la pente de la plage et de la cambrure de la houle.  $x_b$  serait une fonction décroissante de  $\tan \beta_p$  et une fonction croissante de  $\lambda_w$ , soit inversement proportionnelle au paramètre  $\xi_\infty$ . A partir des résultats des formules de Bailard, Dibajnia & Watanabe et de Ribberink, nous obtenons la relation (cf. figure 13):

$$\frac{x_b}{x_d} \approx 1 + \frac{A_b}{\xi_\infty} \quad (8)$$

avec  $x_d$ : valeur moyenne quadratique des points de déferlement et  $A_b \approx 0.12$ .

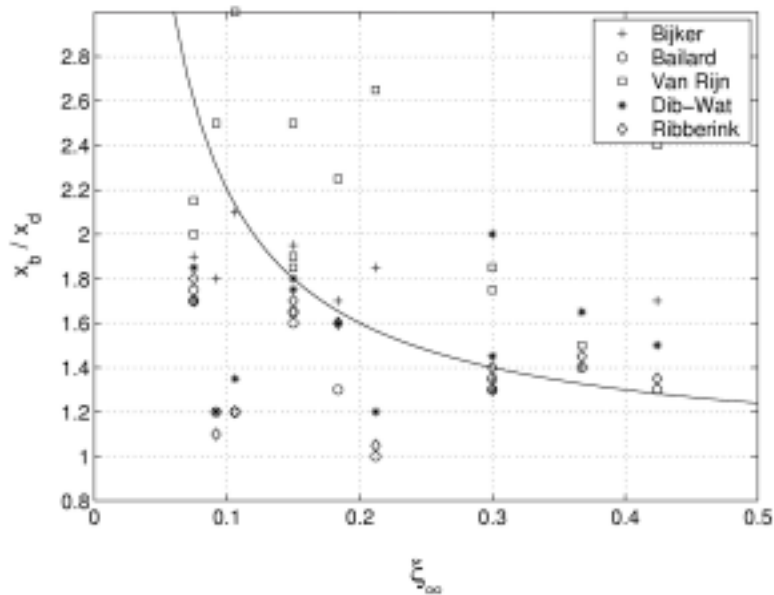


Fig. 13 -Estimation de la position de la barre en fonction du paramètre  $\xi_\infty$ . (en trait plein la courbe correspondant à l'équation 8)

Les résultats restent cependant très dispersés par rapport à la relation obtenue. Nous avons donc cherché à trouver une relation entre la position de la barre et le paramètre de transport  $T_{CL}$ . Nous pouvons observer sur la figure 14 que les deux types de formation de la barre sont clairement mis en valeur. Le premier type ("undertow" prédominant) indique une position de la barre d'avant-côte inversement proportionnelle au paramètre  $T_{CL}$  alors que le second type (houle asymétrique prédominante) indique une position fonction croissante de ce paramètre. A l'exception de la formule de Van Rijn (ainsi que celle de Bijker, mais de façon moins nette), il semble que le comportement pour le premier type de formation soit indépendant de la formule de transport. Nous proposons donc les relations suivantes pour estimer la position de la barre en fonction des paramètres de plage.

$$\frac{x_{b1}}{x_d} \approx 1 + A_{b1} T_{CL}^{B_{b1}}$$

$$\frac{x_{b2}}{x_d} \approx 1 + A_{b2} T_{CL}^{B_{b2}} \quad (9)$$

avec  $(A_{b1}, B_{b1}) \approx (0.06, -0.2)$  à l'exception de la formule de Van Rijn où  $(A_{b1}, B_{b1}) \approx (0.10, -0.2)$ , et  $(A_{b2}, B_{b2}) \approx (10, 0.3)$ .

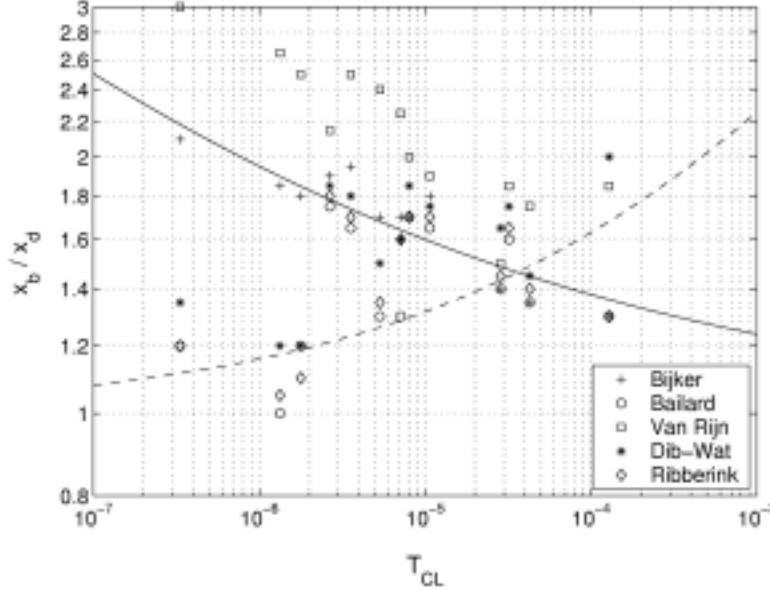


Fig. 14 -Estimation de la position de la barre en fonction du paramètre  $T_{CL}$  (en trait plein la courbe correspondant au mode de formation de la barre avec "undertow" prédominant; en tireté le mode où la houle asymétrique est prédominante; équations 9

Une difficulté reste toutefois de prévoir à quel régime de formation de la barre nous nous situons. Un facteur fondamental pour cette prévision est le rapport entre le maximum de débit solide vers le large et le maximum de débit solide vers la côte  $|\max(q_{s(large)}) / \max(q_{s(plage)})|$ . En effet, si ce rapport tend vers l'infini, nous sommes dans le régime 1 ("undertow" prédominant); si le rapport tend vers 0, nous sommes dans le régime 2 (houle asymétrique prédominante). Reste alors à trouver une relation entre ce rapport et les paramètres hydrodynamiques et sédimentaires de la plage. Nous avons cherché à utiliser le paramètre  $K_*$  proposé par Sunamura (1983), mais malheureusement sans grand succès. Nous proposons donc le paramètre  $D_{CL}$  qui nous a semblé le plus intéressant pour déterminer la direction principale du transport solide:

$$D_{CL} = \frac{H_{rms\infty} (\tan\beta_p) \lambda_w^2}{g T_w^2} \quad (10)$$

La figure 15 nous permet ainsi de déterminer une valeur critique de  $D_{CL}$  :  $D_{CL(cr)} = 6 \cdot 10^{-9}$ . La courbe ajoutée sur le graphique 15 correspond ainsi à la relation  $\tanh(|D_{CL(cr)}/D_{CL}|^2)$ . La relation ainsi obtenue donne des résultats tout à fait corrects par rapport à l'ensemble des cas testés.

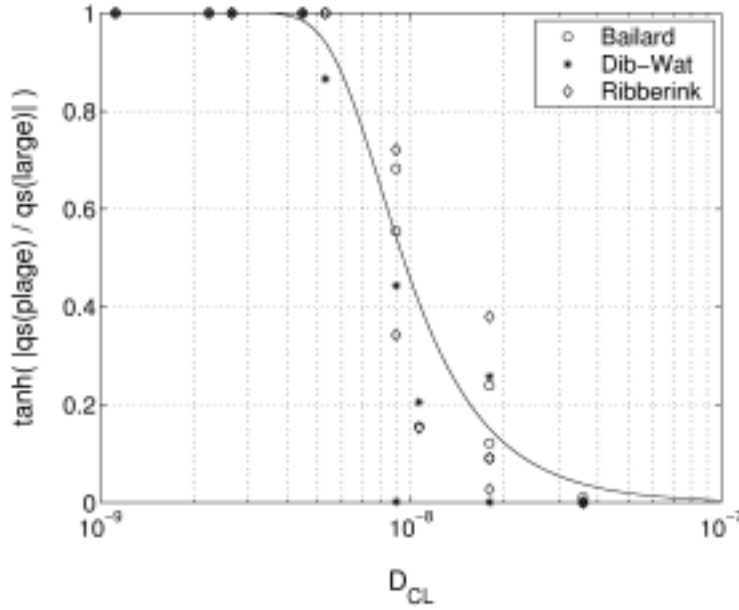


Fig. 15 -Estimation du rapport entre le maximum de débit solide vers le large et le maximum de débit solide vers la plage en fonction du paramètre  $D_{CL}$ .

#### Vitesse de croissance initiale de la barre d'avant-côte

La vitesse de croissance de la barre initiale (à partir d'une plage plane) est en grande partie fonction de l'amplitude du courant de retour. Ainsi, pour une pente de la plage plus forte, qui implique un courant de retour plus important, nous observons les plus fortes vitesses de croissance de la barre. L'influence de la taille des sédiments et de la houle semble être moins importante, et se fait uniquement à travers l'influence de ces paramètres sur le débit solide net. La vitesse de croissance de la barre sableuse reste néanmoins directement influencée par l'amplitude du débit solide et surtout à la sensibilité du débit solide face à une interaction houle-courant. Ainsi, toujours du fait de la prise en compte d'un transport dû à l'asymétrie de la houle, les formules de Bailard, de Dibajnia & Watanabe et de Ribberink impliquent une vitesse de croissance de la barre souvent plus rapide que pour les formules de Bijker et Van Rijn (amplitude entre le maximum de débit solide vers le large et vers la côte plus grande). Dans le cas des sédiments très fins, du fait du retard de phase des sédiments pris en compte par la formule de Dibajnia & Watanabe, celle-ci estime un débit solide plus faible que les formules de Ribberink et surtout de Bailard, qui se répercute sur la vitesse  $V_{zb}$ .

En utilisant le paramètre  $T_{CL}$ , il apparaît assez nettement une certaine proportionnalité entre la vitesse de croissance de la barre et ce paramètre (cf. figure 16). Avec une erreur inférieure à un ordre de grandeur, on obtient la relation suivante:

$$V_{zb} = A_{zb} T_{CL}^{1.25} \quad (11)$$

avec  $A_{zb} \approx 2.5$ .

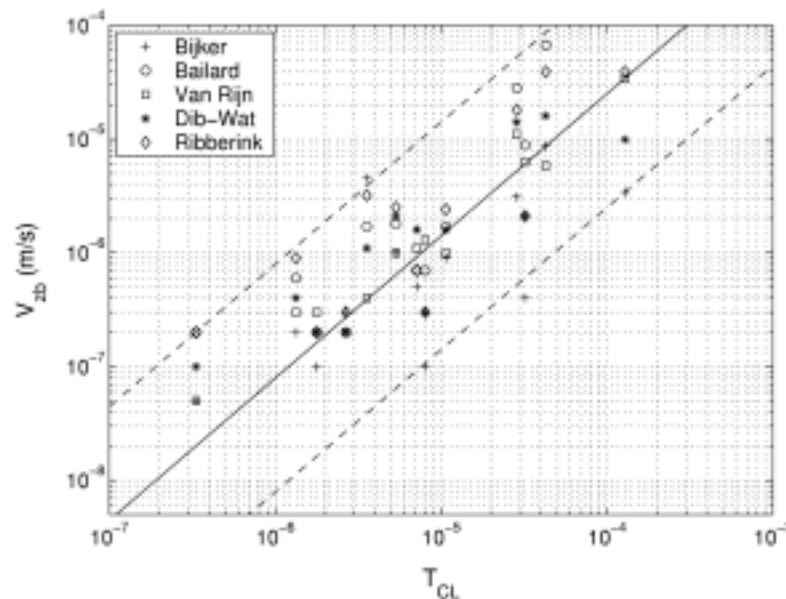


Fig. 16 -Estimation de la vitesse de croissance initiale de la barre (plage initiale plane) en fonction du paramètre  $T_{CL}$  (en trait plein l'équation 11 et en trait tireté les incertitudes à un facteur 10).

Il faut cependant prendre en compte les limites de notre modèle hydrodynamique. En effet, les observations de terrains montrent que pour les pentes de plage supérieures à 3 %, aucune barre de sable n'a été observée, les plages étant trop réfléchives. Or nos calculs précédents indiquent non seulement la présence d'une barre pour une plage de pente moyenne de 4 %, mais en plus, ils estiment alors la croissance la plus rapide. Il faut tenir compte que ces résultats correspondent à une possible formation de la barre pré-littorale à partir d'une plage plane, mais ne permettent pas de prédire la stabilité de celle-ci. Il semble cependant que notre modèle d'"undertow" sous-estime les vitesses au dessus de la barre et les surestime au dessus de la fosse interne; ce qui ne permet pas la limitation de la croissance de la barre (voire peut être la stabilisation). De plus, la réflexion de la houle sur la plage (non prise en compte par notre modèle) a une grande importance sur la morphodynamique.

#### 4 Influence du courant "longshore" sur la formation et l'évolution d'une barre pré-littorale

Le principal intérêt d'un modèle numérique 2DH, dans lequel le courant de retour est intégré, est qu'une possible circulation littorale peut être prise en compte. L'ensemble des principaux phénomènes hydrodynamiques peut ainsi être modélisé, que ce soit le courant de retour, le courant le long de la côte mais aussi les courants de marée et courants d'arrachement (perturbation du courant "longshore" formant les "rip currents"). Dans un premier temps, nous regarderons simplement l'interaction des courants de retour et le long de la côte avec les fonds.

## 4.1 Transport solide le long de la côte

### Quelques observations de terrains

Dans le cas d'un profil avec barre, on peut observer un débit solide maximal au niveau de l'estran et de la (des) barre(s). Le graphique figure 17 en donne un ordre de grandeur. La conclusion la plus intéressante de cette étude est que le transport solide en suspension représente plus de 80% du transit littoral.

Il est aussi très important de noter que le maximum de débit solide a lieu dans la zone de déferlement, soit pratiquement au-dessus de la barre, tandis que le maximum de vitesse du courant littoral se situe entre la ligne des brisants et la côte (cf. figure 17).

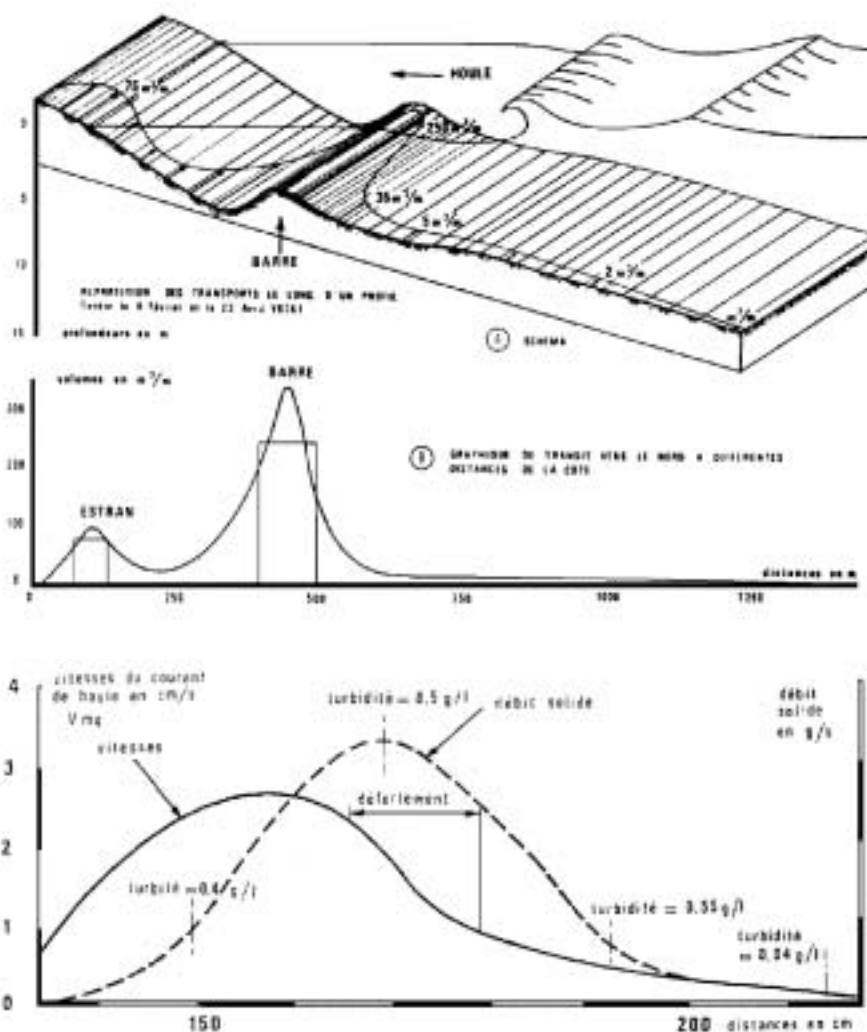


Fig. 17 -Transit sédimentaire parallèle au littoral (a) et répartition du transit littoral le long d'un profil (b) (Migniot {LCHF}, 1977)

Ces deux remarques peuvent être expliquées par l'importance de l'effet du déferlement dans la mise en suspension des sédiments de par la turbulence créée. Cette suspension est très

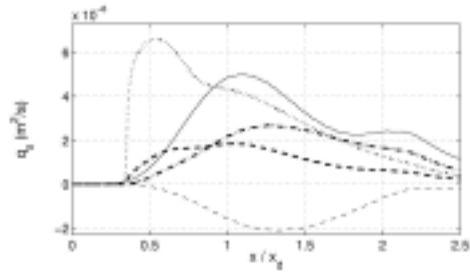
facilement emportée par la dérive littorale. Ainsi, même si le courant le long de la côte tend à être plus fort à l'intérieur de la zone de déferlement, le transport solide est plus grand au niveau de la barre, la turbulence et donc la suspension étant plus importantes.

De la même manière que pour l'étude "cross-shore", en utilisant notre modèle de courant côtier, nous avons pu comparer les différentes formules de transport solides étudiées (cf Camenen 2002) sur une plage plane.

### **Influence de la direction de la houle, de la hauteur de la houle ou de la pente de la plage**

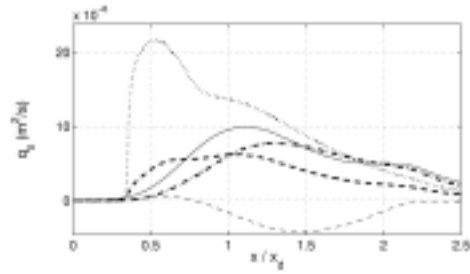
Dans le cas d'une houle quasi perpendiculaire à la plage, le courant le long de la côte étant relativement faible par rapport à l'amplitude des vitesses orbitales environnantes, le transport solide est assez logiquement le plus fort au dessus de la (potentielle) barre d'avant-côte, soit pour  $x/x_d > 1$  (où la vitesse  $U_w$  est maximale, {cf. figure 18}). Par contre pour une forte dérive littorale, on observe assez rapidement un transport solide "longshore" maximum à l'intérieur de la zone de surf, soit principalement dirigée par le courant.

D'un point de vue qualitatif, les différences observées entre les cinq formulations étudiées restent relativement faibles. Contrairement aux profils de courants "cross-shore", quelle que soit la formule de transport, on observe des profils de débit solide "longshore" à peu près de mêmes formes. La formule de Ribberink semble toutefois beaucoup plus sensible au courant de retour (dont la direction est opposée à celle de la houle) que les autres formules. On observe ainsi graphiques 18a et b, un débit solide "longshore" négatif en dehors de la zone de surf tant que la vitesse du courant le long de la côte ne dépasse pas les 0.25 m/s. Dans le cas d'un courant longshore très fort (angle d'incidence de la houle élevé, cf. graphique 18c, à l'exception du profil donné par la formule de Van Rijn (très sensible à certains paramètres inhérent à la formulation et propres à la zone des déferlantes comme la rugosité, la viscosité turbulente etc...), les profils sont très similaires. L'ensemble des courbes présente une forme en cloche asymétrique à l'exception de la formule de Van Rijn qui montre souvent deux pics correspondant au maximum du courant et au maximum de la vitesse orbitale de la houle. Pour les formules de Bailard, Dibajnia & Watanabe et Ribberink, les maxima de courant et de vitesse orbitale (lorsque ceux-ci sont du même ordre de grandeur) impliquent aussi dans certains cas une présence de deux maxima du débit le long de la côte (cf. graphiques 18c et d) mais moins accentués. Enfin, la formule de Bijker reste très sensible au courant le long de la côte et observe ainsi un maximum de débit solide correspondant quasiment tout le temps au maximum du débit longshore.



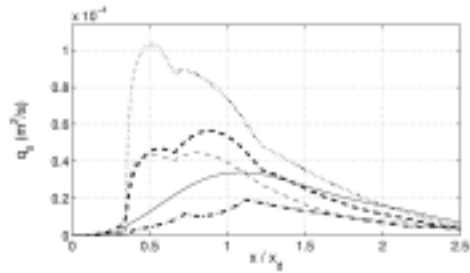
$H_{rms} = 1 \text{ m}$ ,  $T_m = 6 \text{ s}$ ,  $\theta_{rms} = 0.09 \text{ rad}$   
 $\tan \beta_{ps} = 0.02$   $d = 0.0003 \text{ m}$ ,  
 $U_{o(max)} = 0.04 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 0.74$   
 $U_{s(max)} = 0.92 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 1.5$

(a)



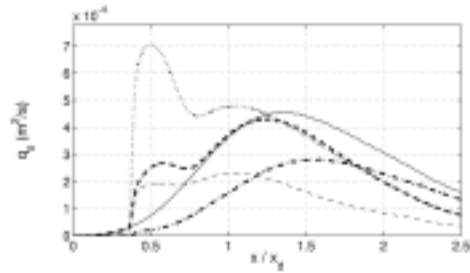
$H_{rms} = 1 \text{ m}$ ,  $T_m = 6 \text{ s}$ ,  $\theta_{rms} = 0.26 \text{ rad}$   
 $\tan \beta_{ps} = 0.02$   $d = 0.0003 \text{ m}$ ,  
 $U_{o(max)} = 0.13 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 0.74$   
 $U_{s(max)} = 0.92 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 1.5$

(b)



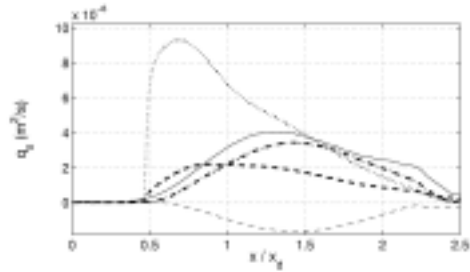
$H_{rms} = 1 \text{ m}$ ,  $T_m = 6 \text{ s}$ ,  $\theta_{rms} = 0.7 \text{ rad}$   
 $\tan \beta_{ps} = 0.02$   $d = 0.0003 \text{ m}$ ,  
 $U_{o(max)} = 0.45 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 0.74$   
 $U_{s(max)} = 0.92 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 1.5$

(c)



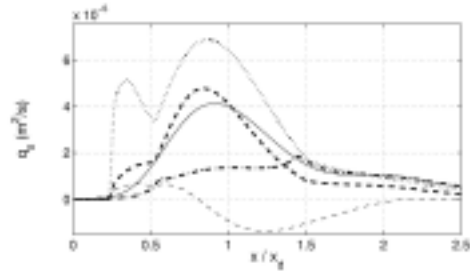
$H_{rms} = 1.5 \text{ m}$ ,  $T_m = 9 \text{ s}$ ,  $\theta_{rms} = 0.26 \text{ rad}$   
 $\tan \beta_{ps} = 0.02$   $d = 0.0003 \text{ m}$ ,  
 $U_{o(max)} = 0.26 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 0.73$   
 $U_{s(max)} = 1.17 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 1.59$

(d)



$H_{rms} = 1 \text{ m}$ ,  $T_m = 6 \text{ s}$ ,  $\theta_{rms} = 0.26 \text{ rad}$   
 $\tan \beta_{ps} = 0.01$   $d = 0.0003 \text{ m}$ ,  
 $U_{o(max)} = 0.07 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 0.85$   
 $U_{s(max)} = 0.8 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 1.69$

(e)



$H_{rms} = 1 \text{ m}$ ,  $T_m = 6 \text{ s}$ ,  $\theta_{rms} = 0.26 \text{ rad}$   
 $\tan \beta_{ps} = 0.04$   $d = 0.0003 \text{ m}$ ,  
 $U_{o(max)} = 0.23 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 0.6$   
 $U_{s(max)} = 1.09 \text{ m/s}$  pour  $x/x_d = 1.28$

(f)

Fig. 18 -Profils de transport solide "longshore" pour les différentes formules de transport pour une houle de 5 (a), 15 (b) ou 40 degrés (c) d'incidence, pour une houle plus forte (d) et pour deux autres pentes de plage (e) et (f).}

Si le courant dirige l'amplitude du débit sédimentaire pour la formule de Bijker, c'est la vitesse orbitale de la houle qui dirige l'amplitude des débits solides des formules de Van Rijn et Dibajnia & Watanabe. Les formules de Bailard et Ribberink sont sensibles à ces deux variables. On observe ainsi une position du maximum variant entre  $x/x_d \approx 0.5$  et  $x/x_d \approx 2.5$ . La position de ce maximum est importante car elle déterminera la déformation d'une forme sédimentaire non rectiligne par rapport à la côte. En toute logique, cette position dépend principalement de la

"puissance" de la dérive littorale (dont le maximum se situe approximativement au trois-quarts la zone des déferlantes), soit est une fonction décroissante de la hauteur de la houle, de l'angle d'incidence de la houle, ainsi que de la pente de la plage (cf. figure 18). Nous proposons ainsi le paramètre suivant pour représenter l'effet du débit solide le long de la côte.

$$L_{CL} = \frac{H_{rms\infty} \tan \beta_p \sin \theta_w}{d^{1/2} g^{1/2} T_w} \quad (12)$$

où  $\theta_w$ : angle d'incidence de la houle par rapport à une ligne "cross-shore".

Nous avons adimensionné ce paramètre par le diamètre moyen des sédiments en supposant le transport solide dû au courant plus sensible à  $d$  que le transport solide dû à la houle ( $\Psi_c$  généralement bien plus faible que  $\Psi_w$ ). De plus, le frottement dû à la houle étant proportionnel à la période de la houle influe sur l'évolution de la houle et donc sur le courant le long de la côte; ce que nous avons aussi pris en compte.

Nous trouvons ainsi une relation entre le maximum de débit solide dans la direction longshore  $x_{mqsl}$  et le paramètre  $L_{CL}$  (cf. figure 19) :

$$x_{mqsl} = A_{mqsl} L_{CL}^{B_{mqsl}} \quad (13)$$

avec  $(A_{mqsl}, B_{mqsl}) \approx (0.15, -0.5)$ .

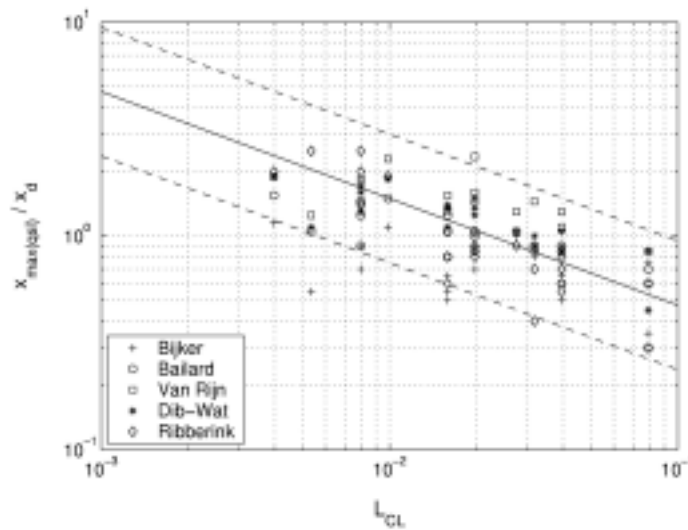


Fig. 19 -Estimation de la position du maximum de débit solide selon la direction "longshore" en fonction du paramètre  $L_{CL}$  (en trait plein l'équation 13, en tireté 50 % d'erreur).

Lorsque la vitesse du courant "longshore" devient prédominante sur la vitesse orbitale de la houle, le maximum de transport solide se rapproche de la plage. Pour des courants très forts, ce maximum apparaît en pleine zone de déferlement, soit bien à l'estran de la future barre (cf. équation 13 et figure 19); ce qui s'oppose aux observations faites précédemment. Cependant,

comme ces observations ont été faites pour des courants moins élevés, et surtout influencés par la présence de la barre, il est difficile de conclure sur ces résultats.

D'un point de vue quantitatif, on observe aussi une relative cohérence entre les différentes formulations. Le formule de Bijker tend cependant à estimer un débit solide bien plus fort que les autres formules. A l'opposé, les formules de Van Rijn et Ribberink tendent à estimer des débits solides plus faibles (de 2 à 5 fois plus faibles) que les 3 autres formulations pour des courants très forts ( $U_c > 20$  cm/s, {cf. figure 18c, d et f) dans le cas de la formule de Van Rijn et pour les courants faibles dans le cas de la formule de Ribberink. Ces 2 formules sont en effet beaucoup plus sensibles à la houle qu'au courant. Augmenter l'angle d'incidence de la houle, la hauteur de la houle ou la pente de la plage a pour première effet d'accroître la vitesse du courant "longshore" (mais aussi du courant "cross-shore" d'une manière non négligeable dans le cas d'une augmentation de la pente  $\tan\beta_p$ ). On observe donc sur les graphiques figures 18c et f une importante augmentation du débit solide avec des variations entre les formules qui semblent décroître avec l'amplitude du courant.

## 4.2 Interaction entre le courant "longshore" et "l'undertow"

### Généralités

Pour un modèle 2DH, la principale simplification est donc la moyenne sur la hauteur d'eau des principaux courants alors que ceux-ci sont variables sur cette hauteur d'eau. L'idée est donc d'utiliser la valeur du courant la plus représentative par rapport au transport solide. C'est pourquoi, dans la zone des déferlantes, nous utilisons le courant de retour au fond ainsi que le courant de houle le long de la côte. Cette courantologie simplifiée est schématisée sur la figure 20a.

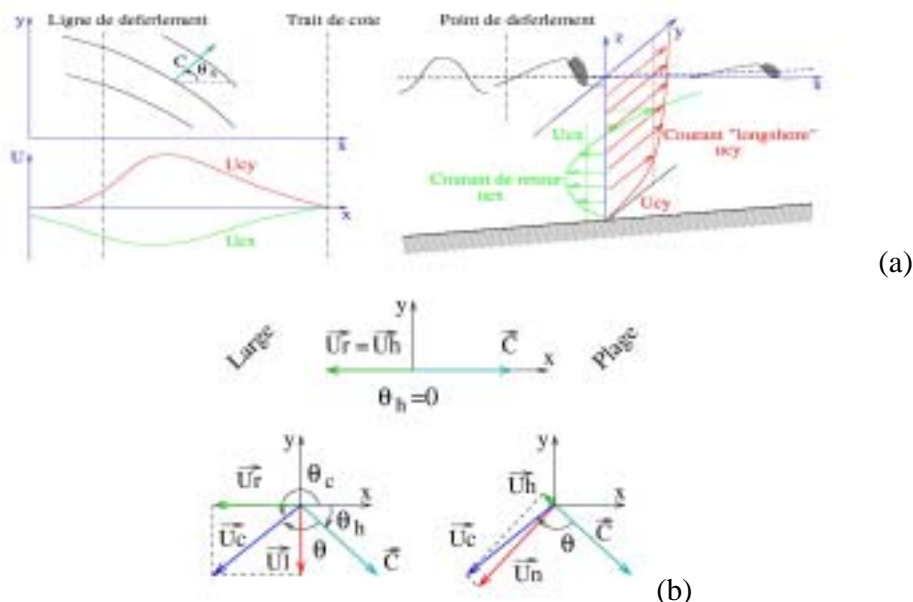


Fig. 20 -Courantologie simplifiée de la zone de surf utilisée comme base pour les calculs de transport solide (en plus de la hauteur  $H_w$  et de la période  $T_w$  de la houle) (a) - Schématisation et terminologie des courants et directions utilisés pour les calculs de transport solide (b)

Dans le cas d'une interaction entre le courant de retour et le courant le long de la côte, il y a un léger effet négatif mutuel entre ces courants dans le cas d'une houle non perpendiculaire à la côte (cf. figure 20b) principalement du fait de leur "relative" opposition vectorielle créée par l'incidence de la houle. Pour l'estimation du transport solide, seules les composantes de la vitesse selon la direction de la houle et sa normale seront utilisés ( $U_h$  et  $U_n$ ). Comme le courant le long de la côte est souvent plus important que le courant de retour et impose une composante du courant dans la direction opposée à celle de l'"undertow", l'effet apparaît de manière plus visible pour ce dernier. Celui-ci se trouvant affaibli, le flux solide "cross-shore"  $q_{sx}$  est ainsi plus influencé par la direction de la houle (débit solide vers la plage accru).

### **Influence de la direction de la houle sur la formation de la barre pré-littorale**

Si nous comparons les cas étudiés avec une houle perpendiculaire à la ligne de côte, nous observons du fait de l'incidence de la houle de 15 degrés et 40 degrés, une réduction de la composante perpendiculaire au littoral du courant d'environ 10% et 60% respectivement. La principale conséquence de cette réduction est qu'il y a moins, voire plus aucun apport de sédiments vers le large (d'après les estimations des formules de Bailard, Dibajnia & Watanabe et Ribberink).

Pour le courant "longshore", les réductions observées sont inférieures à 10% et bien sûr inversement proportionnelles à l'incidence de la houle. Dans le cas d'une houle plus forte ou d'une pente plus faible, nous observons les mêmes effets sur le transport solide; c'est à dire un renforcement du transport solide vers la plage par rapport au transport solide vers le large.

Deux phases semblent apparaître des positions et vitesses de barres en fonction de l'angle d'incidence de la houle. Au cours de la première phase, l'apparition du courant "longshore" n'influe que quantitativement sur la morphodynamique "cross-shore". Ainsi, la croissance de la barre est plus lente mais sa position reste inchangée. Au cours de la seconde phase, le courant "longshore" devenant largement prédominant sur le courant de retour, il influe alors quantitativement et qualitativement sur la morphodynamique "cross-shore". La barre de sable tend alors à se créer à des positions à l'estran même du point de déferlement moyen  $x_d$ , et croît de plus en plus vite.

Si nous reprenons les estimations faites au paragraphe 3.2, en tenant compte de l'influence de l'incidence de la houle  $\theta_w$ , l'équation 9(2) devient alors (cf. figure 21):

$$\frac{x_{b2}}{x_d} = (\cos\theta_w)^2 + \frac{A_{b2}}{(\cos\theta_w)^2} T_{CL}^{B_{b2}} \quad (14)$$

avec  $(A_{b2}, B_{b2}) \approx (10, 0.3)$ .

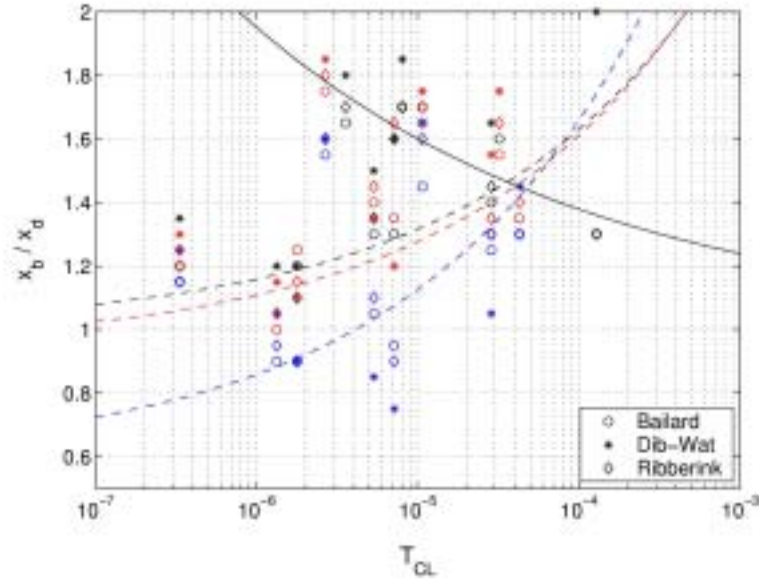


Fig. 21 -Estimation de la position de la barre en fonction du paramètre  $T_{CL}$  (la couleur noire correspond au cas avec une houle frontale, rouge pour un angle de 15 degrés et bleu pour un angle de 40 degrés)

De la même manière que pour le paragraphe 3.2, nous avons tenté de prévoir dans quel régime de formation de la barre nous nous situons en utilisant le rapport entre le maximum de débit solide vers le large et le maximum de débit solide vers la côte  $|\max(q_{s(large)}) / \max(q_{s(plage)})|$ . Ce rapport est une fonction clairement décroissante de  $\theta_w$ . Au regard des figures 15 et 22 il semble donc que l'utilisation du paramètre  $D_{CL}$  avec sa valeur critique  $(D_{CL(cr)}) = 5 \cdot 10^{-9}$ , légèrement modifié par rapport au paragraphe 3.2 soit toujours valide, si on multiplie ce paramètre par  $\cos^2 \theta_w$ .

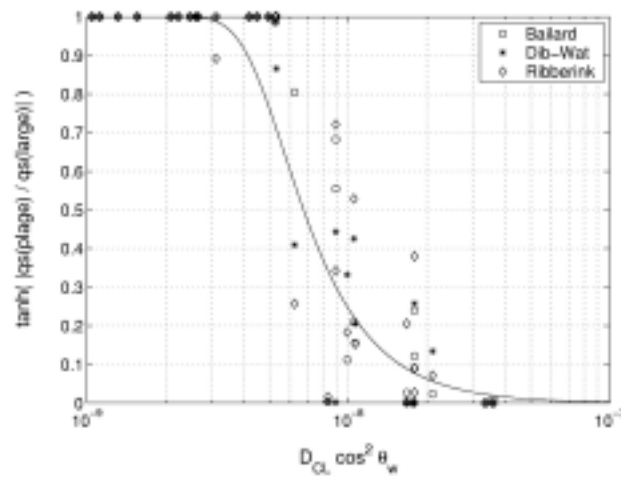


Fig. 22 -Estimation du rapport entre le maximum de débit solide vers le large et le maximum de débit solide vers la plage en fonction du paramètre  $D_{CL}$ .

Nous pouvons ainsi proposer un modèle de prédiction de la position de la barre pré-littorale par rapport au point de déferlement (estimée comme la moyenne quadratique des points de déferlement des houles du spectre):

$$\begin{aligned} \text{Si } D_{CL} \cos^2 \theta_w > D_{CL(cr)} & \quad x_b = x_{b1} \text{ (cf. équation 9(1)),} \\ \text{Si } D_{CL} \cos^2 \theta_w \leq D_{CL(cr)} & \quad x_b = x_{b2} \text{ (cf. équation 14)} \end{aligned} \quad (15)$$

Nous pouvons remarquer une bonne estimation de la position de la barre avec l'équation 15 (cf. figure 23). Les quelques cas où l'erreur peut atteindre 50% correspondent tous à une très faible énergie de la houle (cas où  $H_{rms} = 0.5$  m et une pente de la plage faible, où le transport sédimentaire "cross-shore" est peu important.

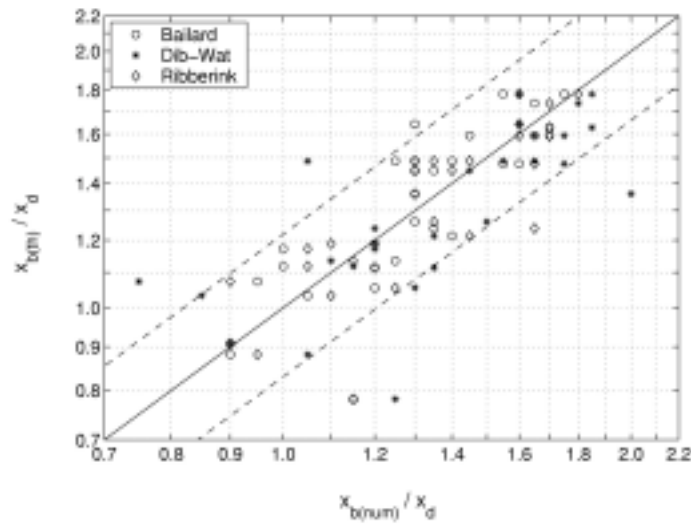


Fig. 23 -Comparaison entre les positions des barres obtenues numériquement et selon l'équation 15, en trait plein l'égalité et en trait tiré les erreurs à plus ou moins 20%.}

Il est aussi possible de relier la vitesse  $V_{zb}$  directement avec le paramètre  $T_{CL}$  en tenant compte de l'incidence de la houle. La vitesse de croissance initiale de la barre est clairement une fonction croissante de l'incidence de la houle (transport solide net beaucoup plus fort du fait de la présence du courant "longshore"). La figure 24 nous indique que l'équation 11 est toujours valide si l'on divise le paramètre  $T_{CL}$  par  $\cos^5 \theta_w$ .

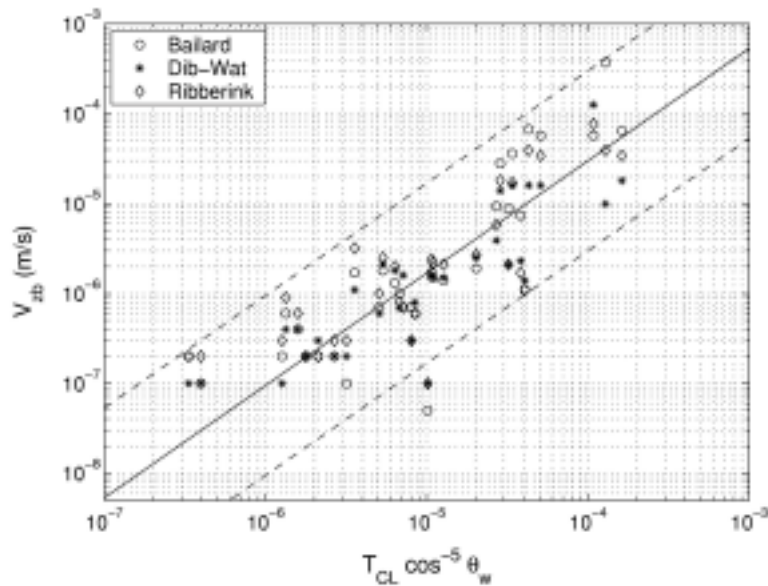


Fig. 24 -Estimation de la vitesse de croissance initiale de la barre (plage initiale plane) en fonction du paramètre  $T_{CL} \cos^{-5} \theta_w$ , en trait plein l'équation 11 et en trait tireté les incertitudes à un facteur 10.}

## 5 Evolution à moyen terme du profil de la plage

Ce paragraphe a pour but de tester notre modèle hydrodynamique et sédimentaire sur des calculs à moyen terme, correspondant à la formation de barres en quelques jours, voire quelques semaines. Pour cela, nous avons intégré notre modèle hydrodynamique au code de calcul {sc Sisyphe}. Ce modèle hydrodynamique 1DH(cross-shore) est appliqué sur un certain nombre de lignes cross-shore permettant la prise en compte d'une bathymétrie variable le long de la côte. Il devient alors multi-1DH. Après quelques essais sur des plages planes, nous avons tenté de recréer des barres rythmiques asymétrique comme il a été observé sur la plage du Truc-Vert (côte atlantique près d'Arcachon) dans le cadre du programme PNEC (Camenen 1999 , 2000). Pour cela, nous avons utilisé les résultats d'un code d'instabilité linéaire pour créer la bathymétrie initiale. L'idée principale est de faire ressortir les intérêts et limites du modèle dans l'étude de la morphodynamique. Pour ces calculs à plus long terme, nous n'utiliserons seulement les formules de transport solide de Bailard, Dibajnia & Watanabe et Ribberink, seules formules parmi celles étudiées offrant des résultats suffisamment intéressants pour une modélisation de la morphodynamique d'une plage sableuse.

### 5.1 Formation et évolution de la barre pré-littorale à partir d'une plage plane

Au paragraphe 3.2, nous discutons uniquement de la croissance initiale de la barre sableuse. Réaliser les calculs sur une période plus longue nous permet d'observer réellement la formation de la barre mais surtout d'observer la stabilité de celle-ci ou non, et donc les limites de notre modèle hydrodynamique. Les calculs ont été réalisés pour une plage de 1000 mètres de long pour 600 mètres de large. Le maillage a été réalisé avec MATISSE; il a été affiné avec la

bathymétrie (mailles de 30 m au large et d'environ 5 m près de la plage) et est constitué d'environ 15000 points.

### Profils de croissance de la barre

Nous avons choisi 3 cas de calcul suivant les intérêts observés aux paragraphes 3.1, 3.2, 4.1 et 4.2. Le premier calcul correspond à un transport dirigé par l'undertow, soit uniquement dirigé vers le large (cas 1062300, mêmes notations qu'aux paragraphes 4.1 et 4.2). Le second calcul testera un cas avec un apport de sable du large non-négligeable (cas 1592315) et une légère incidence de la houle. Enfin, nous finirons par un calcul avec un fort courant le long de côte sur une plage de pente faible (cas 1061340). Les résultats des évolution des fonds sont présentés figure 25. Ces calculs ont été réalisés sur une période de 24 heures avec un pas de temps de 5 mn.

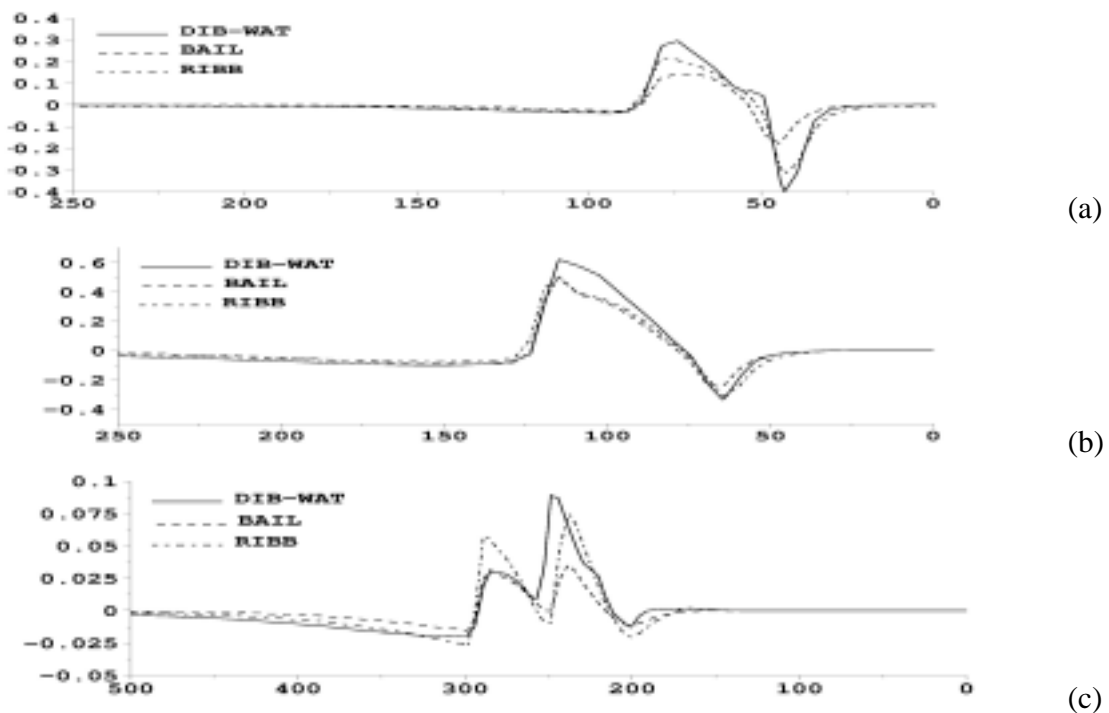


Fig. 25 -Evolution des fonds sur une ligne "cross-shore" pour les cas 1062300 (a), 1592315 (b) et 1061340 (c) sur une journée (12 heures pour le cas 1062300); les lignes de côte se situent à l'abscisse  $x=0$  m et le large vers les  $x$  positifs. }

Une première remarque pouvant être faite sur les formules est qu'elles donnent toutes des résultats équivalents pour les cas étudiés. La formule de Dibajnia & Watanabe estime cependant une croissance de la barre toujours légèrement plus rapide que les deux autres formulations. On observe de plus une continuité de l'évolution prévue au paragraphes 3.2 et 4.2, soit un approvisionnement de la barre majoritairement par la plage dans le cas 1062300 et un approvisionnement par la plage et le large dans les deux autres cas. La croissance la plus rapide observée pour le cas 1062300 implique malheureusement de nombreuses instabilités (les 3 calculs ont divergés au bout d'une vingtaine d'heures).

Le tableau 5 nous donne les résultats des positions de la ligne de déferlement et de la (les) barres observées en comparaison avec l'équation 15. A l'exception du cas 1592315, l'estimation de la position de la barre avec l'équation 15 apporte des résultats qui restent encore approximatifs. Cependant, pour les 3 cas étudiés, nous avons une valeur de  $D_{CL}$  proche de la valeur limite  $D_{CL0} = 5 \cdot 10^{-9}$ ; ceci peut expliquer les erreurs.

Cas étudiés	1062300	1592315	1061340
$x_d$ (m)	70	100	240
$x_b$ (m)	75	130	240/285
$x_b/x_d$	1.10	1.30	1.00/1.20
$T_{CL} (10^{-6})$	10.7	7.1	2.7
$D_{CL} (10^{-6})$	17.9	4.9	5.3
$x_b/x_d$ (équation 15)	1.60	1.25	1.80

Tab. 5 -Positions des ligne de déferlement et barre de sable pour chacun des cas étudiés et comparaison avec l'équation 15.

### Limites du modèle - Divergence du calcul

L'une des principales limites du modèle provient des limitations du modèle de courant de retour. Ainsi, dès que la barre affecte l'hydrodynamique, notre modèle ne répond pas exactement comme il le faudrait: il semble sous-estimer la vitesse du courant sur la barre et la surestimer dans la fosse de lévigation. La figure 26 nous montre l'évolution de l'hydrodynamique avec la formation de la barre pour le cas 1592315 avec la formule de Bailard. Si le courant le long de la côte n'est que très peu influencé (léger recul du profil dû à celui de la ligne de déferlement du fait de la formation de la barre), le courant de retour évolue de façon contraire à la réalité: i.e. un pic de vitesse se distingue au niveau de la fosse de lévigation alors qu'il devrait se situer au niveau de la barre !

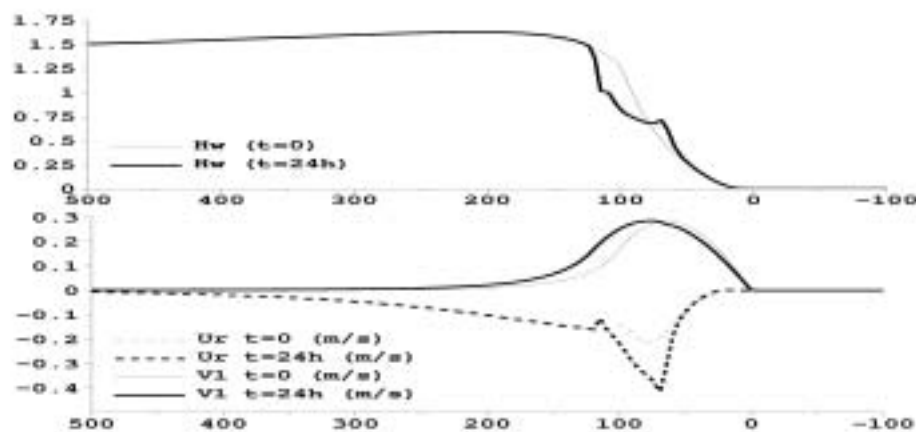


Fig. 26 -Evolution des profils "cross-shore" de la hauteur de la houle  $H_w$ , des courants de retour  $U_r$  et de dérive littoral  $V_l$  avec la formation de la barre pour le cas 1592315 après une journée de simulation avec la formule de Bailard

Le modèle nous permet cependant dans de nombreux cas de simuler une évolution de la plage sur plusieurs jours. Les divergences apparaissent du fait des lacunes du courant de retour dont nous venons de discuter. Il s'en suit la formation d'un gradient d'évolution des fonds qui s'accroît avec le temps et donc une divergence du calcul. Il semble cependant que la présence du courant "longshore" (lorsque celui-ci n'est pas trop fort) tende à stabiliser les calculs.

## 5.2 Effets sur une barre sableuse non rectiligne

Pour initier une plage non-rectiligne, nous avons utilisé le code d'instabilité linéaire (MORPHO11) proposé par Falguès (1996, 1999). Les calculs sont ainsi réalisés sur une plage initialement "perturbée".

### Modèle d'instabilité linéaire

La théorie de l'instabilité considère une plage initialement plane de pente  $\beta_p$  où la ligne de côte est donnée par l'axe  $y$ . L'hydrodynamique est représentée uniquement par le courant le long de la côte, les évolutions morphologiques par l'équation de conservation de la masse. Le débit solide est donné par l'équation simplifiée :

$$q_s = \alpha_w(x) U_c^n \left( \frac{U_c}{U_c} - \beta \text{grad}(h) \right) \quad (16)$$

avec  $\alpha_w$  : fonction de mélange, dépendant de la vitesse orbitale de la houle,

Nous savons vu que le transport solide était vraisemblablement proportionnel au moment de vitesse à la puissance 3, soit pour une houle sinusoïdale:  $q_s \propto U_c^3 + 3/2 U_c U_w^2$ . Dans le cas d'un courant ("longshore") important vis à vis de la houle (forte incidence de la houle, pente de la plage  $\tan \beta_p \geq 2\%$ ), nous choisirons donc  $n=3$  et  $\alpha_w(x) = \text{Cte}$ . Dans le cas d'un courant faible vis à vis de la houle (faible incidence, pente de la plage  $\tan \beta_p < 2\%$ ), nous choisirons  $n=1$  et  $\alpha_w(x) \propto x^2$  (la vitesse orbitale de la houle peut être au 1er ordre considérée comme proportionnelle à la hauteur d'eau dans la zone de surf).

L'équilibre initial consiste en un courant le long de la côte ( $U_x=0$ ,  $U_y=V_l(x)$ ) selon le profil de Longuet-Higgins. Une petite perturbation est surimposée à cet équilibre.

$$(U_x, U_y, z, z_f) = (0, V_l(x), z_0, -\tan \beta_p x) + \text{Re} \{ e^{i(ky - \omega t)} (u(x), v(x), \eta(x), h(x)) \} \quad (17)$$

La résolution de l'équation complète par linéarisation donne un problème aux valeurs propres où  $\omega$  est la valeur propre et  $(u(x), v(x), \eta(x), h(x))$  le vecteur propre. La forme des perturbations émergentes est alors donnée par:

$$\text{Re} \{ e^{iky} h(x) \} \quad (18)$$

De la même manière, on obtient les perturbations des vitesses et de la surface libre à partir de  $u(x), v(x), \eta(x)$ .

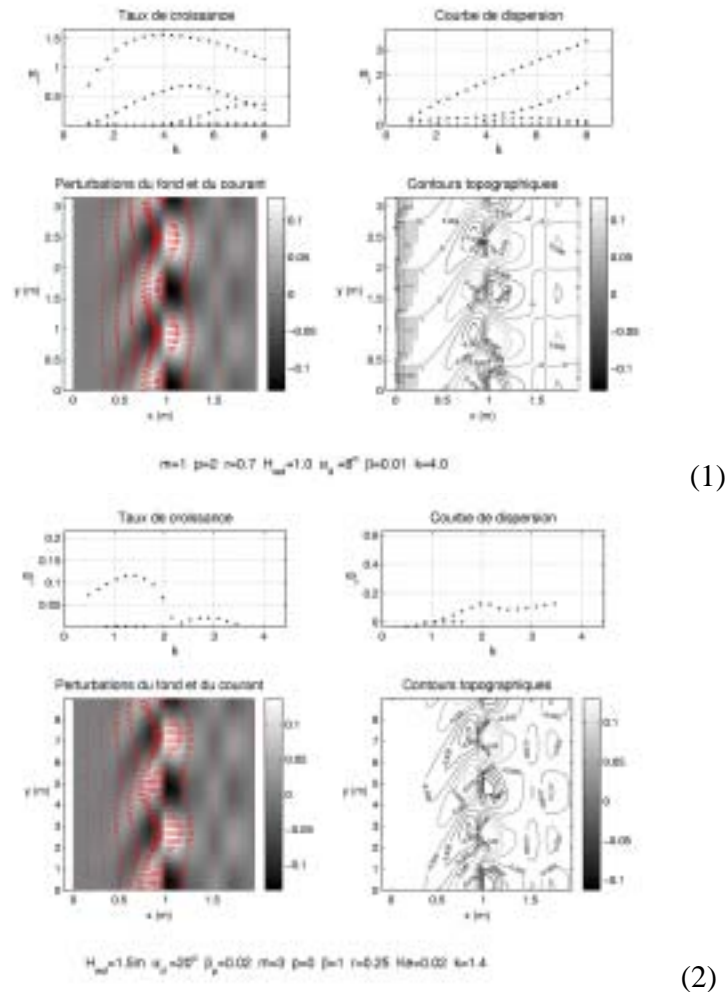


Fig. 27 -Perturbations du fond et du courant "longshore" obtenues à l'aide du code MORFO11 pour le cas 1061315 (1) et pour le cas 1592340 (2).}

Ribas et al. (2000) ont montré qu'il est possible d'obtenir des formes de perturbations très variables suivant les conditions initiales. Il semble cependant que les paramètres les plus importants sont les coefficients  $n$  et  $\alpha_w$  dirigeant le transport solide. Nous réaliserons ainsi deux calculs correspondant à deux cas "extrêmes": le cas 1061315 où les termes de houle sont prédominants sur les termes de courant et le cas 1592340 où le courant domine.

La figure 27 nous donnent les perturbations obtenues sur une plage plane à l'aide du code MORFO11 pour les deux cas étudiés.

Pour chacun des deux cas étudiés, nous observons des barres "down-current" (la direction du chenal d'écoulement en partant de la plage est la même que celle du courant le long de la côte). Cependant, dans le cas 1592340 où l'énergie mise à contribution est beaucoup plus grande, la longueur d'onde de ces formes sédimentaires correspond à environ 4 fois la largeur de la zone de surf contre 1 fois pour le cas 1061315. Ribas et al. (2000) ont de plus montré que les perturbations obtenues avec la formule de transport "cubique" n'étaient pas physiques si les

variations de la ligne de déferlement ne sont pas prises en compte (ce qui est notre cas). La prise en compte de ces variations accroît encore plus l'obliquité des barres.

### Effets des instabilités sur la formation et l'évolution de la barre

Nous avons donc calculé l'évolution des fonds après 12 heures de calculs (pas de temps de 5 mn). Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 28 et 29. Dans le cas d'une pente faible avec une houle de 1 m (cf. figure 28), les variations des fonds indiquent nettement la croissance des barres telles qu'elles ont été imposées par le modèle d'instabilité linéaire. La ligne des déferlements suit clairement la bathymétrie mais n'implique que très peu de transport (et donc de variations des fonds) entre les barres. Ce cas est d'autant plus intéressant qu'il correspond grossièrement aux données hydrodynamiques et morphodynamiques moyennes de la plage du Truc-Vert (située sur la face atlantique du Cap Ferret près du bassin d'Arcachon) étudiée à travers le Programme National d'Environnement Côtier (PNEC). Le modèle d'instabilité linéaire MORFO11 permet d'obtenir une périodicité des barres rythmiques d'environ 200 m. Celle-ci est donc cohérente vis à vis des observations de terrain (Denis et al., 2000, Sénéchal et al., 2002) indiquant une périodicité du système barres-bâines variant entre 200 et 400 m. Notre modèle paramétré permet ensuite la construction de ces barres rythmiques. Sans tenir compte des effets de la marée (qui apparaissent comme non négligeables pour ces formations sédimentaires), nous obtenons ainsi des résultats déjà proches de la réalité. Les perturbations du courant de retour pourraient donc être l'origine de la formation de ces barres; la marée ne serait alors qu'un effet activateur de ce système (creusement des chenaux de vidange).

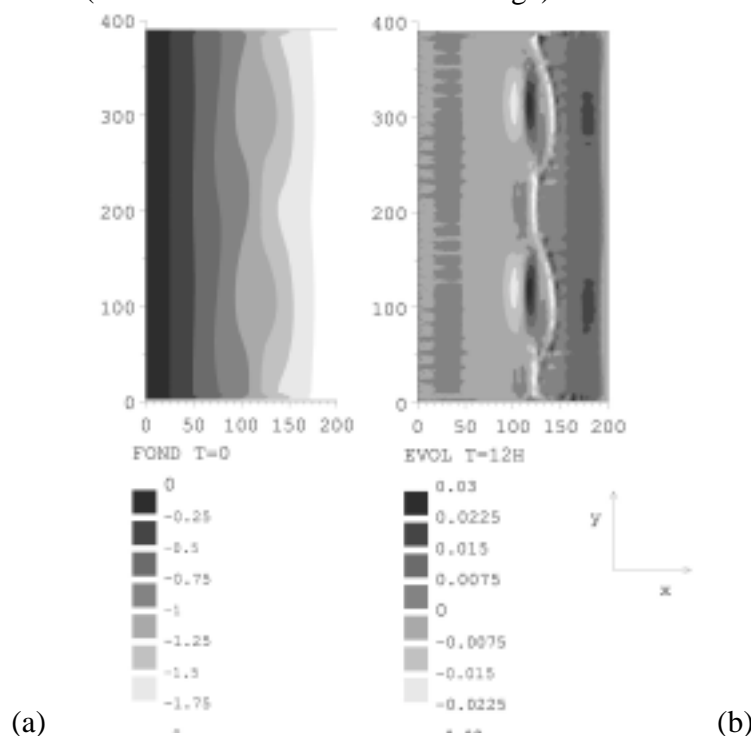


Fig. 28 -Résultats obtenus après 12 heures de calcul avec la formule de Bailard pour le cas avec perturbations "1061315"~: bathymétrie initiale d'après de code de Falquès (a), évolution des fonds avec le code de calcul SISYPHE modifié (b).

Par contre, les résultats pour le cas figure 29 correspondant à une plage de pente un peu plus forte et surtout plus exposée avec une houle très oblique sont moins intéressants. Le transport est alors beaucoup trop important (courant de dérive littorale très puissant). De nombreuses instabilités (sans doute due au maillage pas suffisamment affiné), se propagent le long de la côte. Une croissance plus rapide au dessus des barres (pour  $x \approx 250$  m et  $x \approx 650$  m) semble apparaître, mais il est difficile de conclure sur de tels résultats...

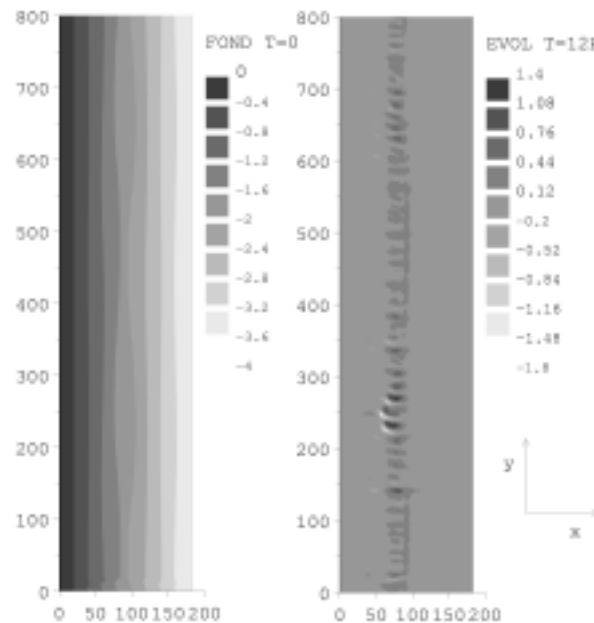


Fig. 29 -Résultats obtenus après 12 heures de calcul avec la formule de Bailard pour le cas avec perturbations "1592340"~: bathymétrie initiale d'après de code de Falquès (a), évolution des fonds avec le code de calcul SISYPHE modifié (b).}

La stabilité de la barre nécessite des calculs à plus long terme que nous n'avons pas pu encore réaliser. Une évidence est que plus les variations des fonds sont rapides, plus le maillage nécessite d'être affiné et les pas de calcul réduits.

### 5.3 Effet de la marée

Les effets de la marée sont simples à imaginer. Du fait du caractère oscillatoire de celle-ci, il existe deux points de "butée" pour le transport solide. Si nous prenons par exemple un profil de variation des fonds qui serait à l'équilibre et indépendant du niveau moyen de la surface libre (cf. figure 30), nous obtenons la formation de deux barres situées au même niveau que les barres obtenues pour les niveaux d'eau correspondants à la basse-mer et à la haute-mer.

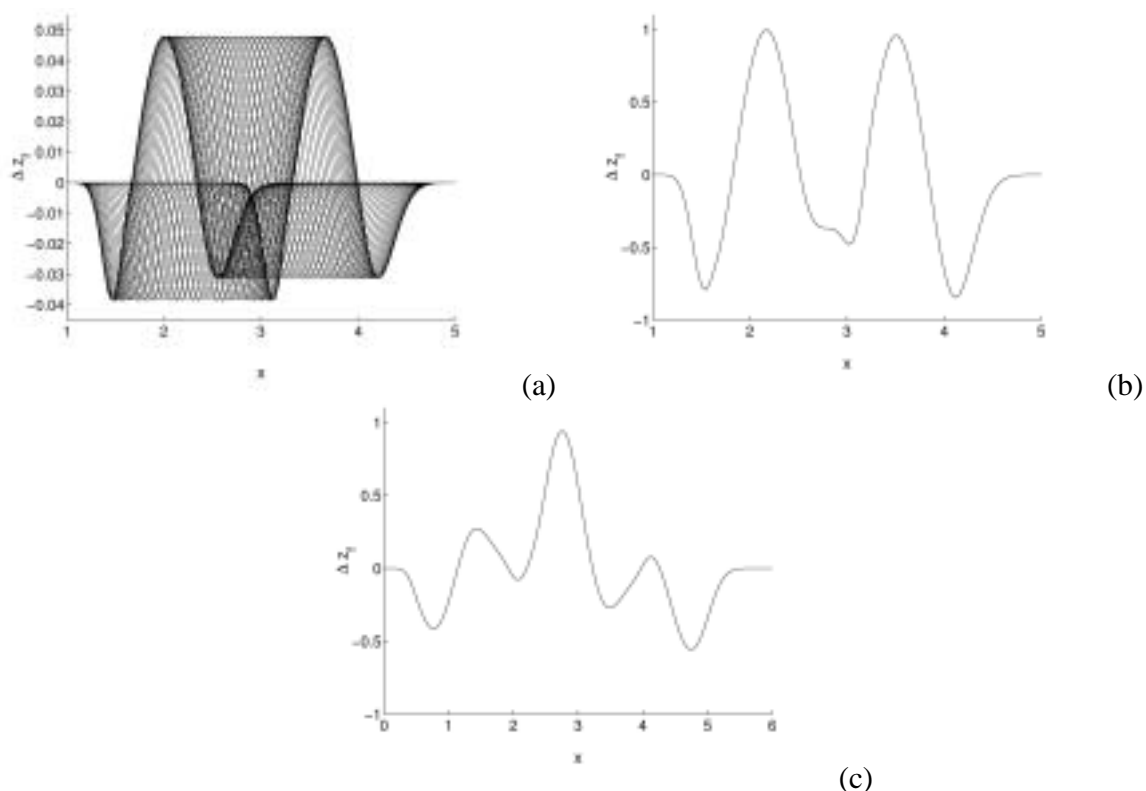


Fig. 30 -Schématisation de l'effet de la marée sur la morphodynamique d'une plage pas à pas de la marée (a), en cumulé après une marée (b) et au bout de plusieurs cycles de marées (c).

Bien sur, ce petit modèle n'est pas du tout stable, mais il explique clairement la formation de deux barres lors de la présence d'une marée. Ces deux barres n'en feront plus qu'une si l'amplitude de la zone intertidale est inférieure à la largeur de la barre. De plus, si l'on suppose un cycle de marée avec les "vives-eaux" et "mortes-eaux", on observe la création d'une troisième barre (cf. figure 30c). L'influence de la marée sur la morphodynamique est donc très grande. Outre les courants créés du fait de la variation du niveau d'eau, elle permet la construction de barres multiples. Stépanian (2000) de par l'étude de la plage d'Omaha (près de Caen), a de plus montré l'influence de la marée sur le mouvement "cross-shore" des barres de sable.

## Conclusion

Nous avons au cours de cet article étudié la formation et la position de(s) barre(s) pré-littorales à partir de notre modèle de houle, de courant de retour et le long de la côte, et en comparant quelques formules adaptées au milieu côtier. Seules les formules de Bailard, de Dibajnia & Watanabe et Ribberink nous sont apparues complètes car tenant compte d'un possible transport dû à la houle (cf Camenen 2002). Nous avons ainsi pu mettre en évidence deux modes de transport des sédiments sur une ligne cross-shore ayant des comportements bien différents quant à la position de la barre, ainsi que sa vitesse de croissance initiale. Le premier mode où le courant de retour est prédominant implique une position de la barre bien au large de la ligne de déferlement moyenne et avec une croissance plus lente; alors que le second mode implique une

position de la barre proche de la ligne de déferlement avec une croissance relativement plus forte. A l'aide de deux paramètres adimensionnels  $T_{CL}$  et  $D_{CL}$ , nous proposons alors une relation permettant d'estimer la position de la barre pré-littorale à partir d'une plage plane.

Le modèle hydrodynamique et morphodynamique multi-1DH que nous avons ainsi mis en place permet une reproduction de la formation de barres sableuses obliques telles qu'elles peuvent être observées sur certaines plages comme celle du Truc Vert (Denis et al., 2000, Sénéchal et al., 2002). Nous observons bien le même ordre de grandeur pour la longueur d'onde moyenne (environ 200 m) grâce au modèle d'instabilité linéaire dont les perturbations sont accentuées par notre propre modèle. Les instabilités hydrodynamiques du type "rip current" n'étant pas prises en compte, cela reste donc une limite de notre modèle pour le creusement des chenaux inter-barres. Pour l'instant, la barre ainsi créée ne reste stable que quelques jours (suivant la vitesse de croissance imposée par la formule de transport). Ceci est principalement une conséquence des limites de notre modèle d'undertow sous-estimant le courant au dessus de la barre et le surestimant dans la fosse de lévigation qui la suit. Il semble cependant que le courant le long de la côte joue un rôle important quant à la stabilité de la barre en la déplaçant le long de la côte. La marée est enfin un facteur essentiel pour la stabilisation de la barre mais surtout pour la création de barres multiples.

## Références

- Barusseau J.P. and Saint-Guily B. , 1981, Disposition, caractères et formation des barres d'avant côte festonnées du golfe. *Oceanologica acta*, 4(3).
- Boczar-Karakiewicz B. , 1978, Interactions entre les ondes de gravité et un fond déformable en faible profondeur. *Oceanologia*, 9 :145-148.
- Boczar-Karakiewicz B. and Bona J.L. , 1982, Water waves over widely varying topography. *In 18th Coastal Eng. Conf. Proc.*, page 8. ASCE.
- Boczar-Karakiewicz B., Drapeau G., and Tessier B. , 1987, Barres sableuses littorales des îles de la madeleine : mécanisme de leur formation et modélisation mathématique. *In Proc. Canad. Coastal Conf.*, pages 115-129, Québec.
- Bowen A.J. , 1980, Simple models of nearshore sedimentation, beach profiles and longshore bars. the coastline of canada. *Geological Survey of Canada*, pages 1-11.
- Bowen A.J. and Guza R.T. , 1978, Edgewaves and surf beat. *J. Geophy. Res.*, 83 :1913-1920.
- Bowen A.J. and Inman D.L. , 1969, Edgewaves and crescentic bars. *J. Geophy. Res.*, 76 :8662-8671.
- Camenen B. and Larroudé Ph.. , 1999 Nearshore transport modelling : application to Trucvert beach. *In IARH Conference*, pages 31-40, Genova, Italy.
- Camenen B., Pedreros R., Dupuis H., Hwa H., and Larroudé Ph. , 2000. Modélisation numérique du transport solide sur une plage sableuse. *In VIème journées nationales Génie Civil - Génie Côtier*, pages 219-228, Caen, France.
- Camenen B. , 2002 Modélisation numérique du transport sédimentaire sur une plage sableuse, Thèse., *Université Joseph Fourier*, Grenoble.
- Carter T.G., Liu P.L.F., and Mei C.C. , 1973. Mass transport by waves and offshore sand bedform. *J. Waterways, Harbour and Coastal Eng.*, 99 :165-184.
- Chapalain G. , 1988, Etude hydrodynamique et sédimentaire des environnements littoraux dominés par la houle, Thèse d'Etat., *Université Joseph Fourier*, Grenoble.

- Dally W.R., Dean R.G., and Dalrymple R.A. , 1984. A model for breaker decay on beaches. *In 19th Coastal Eng. Conf. Proc.*, pages 82-88. ASCE.
- Dean R.G., 1973, Heuristic models of sand transport in the surf zone. *In Proc. Conf. On Engineering Dynamics in the Surf Zone*, pages 208-214, Sydney, N.S.W.
- Denis M., Howa H., Thomas C., Chapalain G., Thais L., and Malengros D. , 2000. Sediment dynamics and hydrodynamics on the inner part of the aquitan shelf : preliminary results. *In Sandwave Dynamics Workshop*, pages 123-125, Lille, France.
- Dibajnia M., Moriya T., and Watanabe A.. , 2001 A representative wave model for estimation of nearshore local transport rate. *Coastal Eng.*, 43(1) :1-38.
- Evans O.F. , 1942. The origin of spit, bars and related structures. *J. Geol.*, 50 :846-863.
- Falquès A., Montoto A., and Iranzo V. , 1996. Bed- low instability of the longshore current. *Cont. Shelf Res.*, 16 :1927-1964.
- Falquès A., Ribas F., Larroudé Ph., and Montoto A. , 1999. Nearshore oblique bar modelling : Trucvert beach. *In IARH Genova Conference*.
- Fredsøe J. and Deigaard R. , 1994. Mechanics of coastal sediment transport, volume 3. *Advanced Series on Ocean Engineering, world scientific edition*.
- Gallagher B. , 1971. Generation of surf beat by nonlinear wave interactions. *J. Fluid Mech.*, 49 :1-20.
- Greenwood B. and Davidson-Arnott R.G.D. , 1979. Sedimentation and equilibrium in wave-formed bars, a review and a case study. *Canad. J. Earth Sci.*, 16 :312-332.
- Guza R.T and Bowen A.J. , 1976. Resonant interactions for waves breaking on a beach. *In 15th Coastal Eng. Conf. Proc.*, pages 560-579.
- Guza R.T. and Bowen A.J.. On the amplitude of beach cusps. *J. Geophy. Res.*, 86 :4126-4132, 1981.
- Guza R.T. and Davis R.E. , 1974. Exitation of edge waves by waves incident on a beach. *J. Geophy. Res.*, 79 :1285-1291.
- Guza R.T. and Inman D.L. , 1975. Edge waves and beach cusps. *J. Geophy. Res.*, 80 :2997-3012.
- Hara T. and Mei C.C. , 1987. Bragg scattering of surface waves by periodic bars : theory and experiment. *J. Fluid Mech.*, 178 :59-76.
- Holman R.A. and Bowen A.J. , 1982. Bars, bumps and holes : models for generation of complex beach topography. *J. Geophy. Res.*, 87 :457-468.
- Horikawa K. , 1988. Nearshore Dynamics and Coastal Processes, Theory, Measurement and Predictive Models. *University of Tokyo Press*.
- Ingle J.C. , 1966. The movements of beach sand : an analysis using fluorescent grains. *Elsevier Publishing Company*.
- Inman D.L. and Bagnold R.A. , 1963. Littoral processes. *In In The sea*, volume 3, pages 529-533. Interscience, New York, m.n. hill edition.
- King C.A.M. and William W.W. , 1949. The formation and movement of sand bars by wave action. *Geogr. J.*, 113 :70-85.
- Komar P.D. , 1976. Beach processes and sedimentation. *Prentice-Hall, INC.*, Englewood Cliffs, New Jersey.429 pp.
- Lau J. and Travis B. , 1973. Slowly varying stokes waves and submarine longshore bars. *J. Geophy. Res.*, 78(21) :4489-4497.
- Lettau H. ), 1932 Stehende wellen als ursache und gestaltenden vorgange in seen. *Ann. Hydrogr. Mar. Meteor.*, 60(385).

- Longuet Higgins M.S. , 1953. Mass transport in water waves. *Phil. Trans. Roy. Soc. London Series A*, 245 :535-581.
- Mei. C.C., 1983 Resonant reflection of surface water waves by periodic sandbars. *J. Fluid Mech.*, 152 :315-335.
- Mei C.C., Hara T., and Narici M. , 1988. Note on bragg scattering of water waves by parallel bars on the seabed. *J. Fluid Mech.*, 186 :147-162.
- Migniot C. , 1977. Action des courants, de la houle et du vent sur les sédiments. *La Houille Blanche*, (1) :9-47.
- Migniot C.. , 1982 Etude de la dynamique sédimentaire marine, fluviale et estuarienne., Thèse d'Etat Es - Sciences Naturelles, *Université de Paris - Sud.*
- Miller R.L. , 1976. Role of vortices in the surf zone prediction : sedimentation and waves, volume 24. *R.A. Davis and R.L. Ellington, soc. econ. paleo. miner., spec. publ. edition.*
- Mory M. , 1997. Cours de transport sédimentaire. *Technical report*, Ecole Nationale Supérieure d'Hydraulique et Mécanique de Grenoble.
- Ribas F., Falquès A., and Montoto A. , 2000. Normal mode analysis of the surf zone morphodynamics. In *27th Coastal Eng. Conf. Proc.*, pages 3229-3242. ASCE.
- Sallenger A.H. and Holman R.A. , 1987. Infragravity waves over a natural barred profile. *J. Geophy. Res.*, 92(C9) :9531-9540.
- Sénéchal N. et al, 2002. Présentation de la campagne de mesures intensives du pneu : Truc-vert 2001. In *VIIème journées nationales Génie Civil - Génie Côtier*, Anglet, France.
- Stéphanian A., Levoy F., and Larsonneur C. , 2000. Evolution morphologique d'une plage macrotidale à barres à l'échelle saisonnière. In *VIème journées nationales Génie Civil - Génie Côtier*, pages 197-206, Caen, France.
- Sunamura T. , 1983. Determination of breaker height and depth in the field. In Ann. Report, number 8, pages 53-54. *Inst. Geosci.*, Univ. Tsukuba.
- Symonds G. and Bowen A.J. , 1984. Interactions of nearshore bars with incoming wave groups. *J. Geophy. Res.*, 89 :1953-1959.
- Symonds G., Huntley D.A., and Bowen A.J.. , 1982 Two dimensional surf beat : long wave generation by timevarying breakpoint. *J. Geophy. Res.*, 87 :492-498.
- Wright L.D., Chappel J., Thom B.G., Bradshaw M.P., and Cowel P. , 1979. Morphodynamics of reflective and dissipative beach and inshore systems southeastern australia. *Marine Geol.*, 32 :105-140.
- Wright L.D., Nielsen P., Short A.D., and Green M.O. , 1982. Morphodynamics of a macrotidal beach. *Marine Geol.*, (50) :97-128
- Zenkovich V.P. , 1977. Processes of coastal development. Oliver and Boyd, *London.*, 738 pp.